

ANDRÉ FEKECS

**DISTRIBUTION ET AMPLIFICATION DE SIGNAUX OPTIQUES
POUR UNE ANTENNE RÉSEAU MICRO-ONDE**

Mémoire
présenté
à la Faculté des études supérieures
de l'Université Laval
pour l'obtention
du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

Département de génie électrique et de génie informatique
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL

AVRIL 1999

© André Fekecs, 1999



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*

Our file *Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-41897-9

Canada

RÉSUMÉ

Nous étudions théoriquement et expérimentalement l'amplification et la distribution optique d'un signal micro-onde qui est destiné aux milliers d'éléments radiatifs d'une antenne réseau à commande optique. Comme point de départ, nous considérons divers dispositifs photoniques compris dans un réseau de distribution par fibres optiques. Nous décrivons et mesurons des coupleurs optiques $1 \times N$. Nous traitons du fonctionnement d'amplificateurs optiques. Grâce à un modèle mathématique, nous pouvons simuler les caractéristiques principales d'un amplificateur optique à semi-conducteurs. Nous avons mesuré les propriétés de nos assemblages optoélectroniques de lasers et d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Dans la deuxième partie de ce travail, nous évaluons les performances de liens de distribution optique. Les embranchements ramifiés des architectures employées introduisent des pertes que des amplificateurs optiques peuvent compenser. Nous dérivons des expressions qui nous permettent de calculer le budget de puissance des liens optiques et d'optimiser le rapport signal sur bruit présent aux récepteurs. Finalement, nous procédons à des expériences de distribution optique amplifiée.

REMERCIEMENTS

Mon initiation à la photonique s'est faite à l'occasion d'un travail d'été aux laboratoires du département de génie électrique. À l'automne suivant, je réalisais mon projet de fin d'études en génie au sein de la même équipe. C'est avec engouement que j'y ai entrepris des travaux de recherche à la maîtrise dès l'été suivant.

Mes travaux de maîtrise n'en seraient pas là sans l'apport concret de mon superviseur, le Pr Michel Têtu, ainsi que de l'équipe dynamique dont il est entouré. Je témoigne ma reconnaissance à M. Têtu pour avoir su m'orienter dans mes aspirations et m'initier à la recherche expérimentale. Les années que j'y ai consacrées me resteront mémorables. Je souligne ici les discussions très appréciées que j'ai eues avec le Pr Pierre Tremblay au sujet des propriétés des semi-conducteurs et de la méthode scientifique.

J'exprime mes remerciements à M. Bruce Richardson pour nous avoir fait don de composants optoélectroniques fabriqués par Nortel Networks ainsi qu'à M. Claude Vergnolle, professeur visiteur, pour ses précieux conseils au sujet des hyperfréquences. Un merci bien spécial à l'équipe technique du laboratoire, particulièrement Roger, Yvon, André, François et tous ceux qui m'ont offert leur aide.

Ces années passées au COPL se sont déroulées en côtoyant de nombreux étudiants et professeurs. J'ai beaucoup appris au contact de ces gens passionnés et généreux. et ce, dans des domaines aussi variés que l'optique, l'informatique, l'électronique, les hyperfréquences, la documentation ... et même la dégustation de la bière, le hockey, les

arts et la musique. Je dois une fière chandelle à mes compagnons de route: Claude, Jeff et James avec qui j'ai aussi partagé l'appartement; Charles qui m'a fait profiter de son expérience en recherche; mes copains du bacc. Stéfan et Antoine; Vincent, qui comme moi, fut un oiseau de nuit du laboratoire; Annie, Nathalie et Dominique, organisatrices hors pair. Un gros merci également à ceux et celles qui m'ont aidé à la révision de ce mémoire.

J'en profite pour souligner le financement reçu octroyé par le Fonds pour la formation de chercheurs et de l'aide à la recherche, sous forme de bourse d'études, de même que le soutien financier du laboratoire dont j'ai pu bénéficier durant mes activités à la maîtrise.

Je tiens spécialement à remercier mes parents, pour tout leur amour et leurs encouragements. Leur appui a été beaucoup apprécié. Merci à mon frère René avec qui j'ai partagé mon séjour à Québec. Je n'oublie pas Josée qui demeura une confidente et une amie inestimable durant tout ce temps.

André Fekecs,

Ste-Foy, avril 1999.

TABLE DES MATIÈRES

Résumé	i
Remerciements	ii
Table des matières	iv
Liste des tableaux	viii
Liste des figures	x
Introduction	1
I.1 Le contexte de notre recherche	1
I.2 L'exposé du problème	2
I.2.1 Les contributions apportées	4
I.3 La présentation du mémoire	4
I Des composants photoniques pour réseaux de distribution optique	6
CHAPITRE 1 — Les fibres optiques et les coupleurs $1 \times N$	7
1.1 Une brève description des fibres optiques	7
1.1.1 Quelques caractéristiques générales des fibres optiques monomodes	8
1.1.2 D'autres types de fibres optiques	9
1.1.3 Le déphasage micro-onde d'une longueur de fibre	10
1.1.4 L'exposition d'une fibre optique aux radiations	12

1.2	Les séparateurs de puissance optique	12
1.2.1	Les définitions des pertes dans un coupleur	13
	La perte d'insertion	14
	Le rapport de couplage	14
	La perte en excès	15
	L'uniformité	15
	La directivité	16
	La rétro réflexion	16
	La matrice de pertes	17
CHAPITRE 2 — La théorie et un modèle d'amplificateur optique		18
à semi-conducteurs		
2.1	Quelques avantages et inconvénients des amplificateurs optiques à semi-conducteurs et à fibre dopée	19
2.2	La théorie d'opération d'un amplificateur optique à semi-conducteurs	20
2.2.1	Une description fonctionnelle	22
2.2.2	Le gain optique	22
2.2.3	Le bruit de l'amplificateur optique	23
2.2.4	La réflectivité des facettes	25
2.2.5	Le guidage optique dans l'amplificateur	27
2.3	La modélisation d'un amplificateur optique à semi-conducteurs	29
2.3.1	Un modèle statique longitudinal	29
2.3.2	L'algorithme de résolution du modèle	32
2.3.3	Les simulations de l'amplificateur	34
CHAPITRE 3 — La caractérisation des composants photoniques		41
3.1	La caractérisation de coupleurs $1 \times N$	41
3.1.1	Notre méthode de mesure des pertes des coupleurs	42
3.1.2	Les résultats de la mesure des pertes	44
3.1.3	La mesure du déphasage micro-onde	46
3.2	Le laser à semi-conducteurs opéré en mode continu	48
3.2.1	Les performances du module laser	48
3.3	Le laser à semi-conducteurs à modulation directe	51
3.3.1	Les performances du module laser	52
3.4	L'amplificateur optique à semi-conducteurs	54

3.4.1	Les performances optiques	56
	L'amplificateur optique à onde progressive	56
	L'amplificateur optique Fabry-Pérot	60
3.4.2	Les performances micro-ondes	65
	Le gain micro-onde de l'amplificateur Fabry-Pérot	65

II Des architectures arborescentes pour réseaux de distribution optique 67

CHAPITRE 4 — Les performances d'un réseau de distribution optique passif 68

4.1	Une architecture de distribution arborescente passive pour une antenne réseau	69
4.2	Un modèle de transmission analogique sur un lien optique passif	70
	4.2.1 La modulation d'intensité d'un laser à semi-conducteurs	71
	4.2.2 La photodétection	75
4.3	Les budgets de puissance optique et électrique d'un lien passif	77
	4.3.1 Le budget de puissance optique	77
	4.3.2 Le budget de puissance électrique	78
4.4	Le budget de bruit d'un lien passif	81
	4.4.1 Les bruits à la photodétection	81
	Le bruit thermique au récepteur	83
	Le bruit de grenaille	84
	Le bruit d'intensité du laser	84
	Le bruit du générateur d'entrée	85
	4.4.2 Le rapport signal sur bruit et le facteur de bruit	85
4.5	Le calcul du budget de puissance et du budget de bruit d'une architecture arborescente passive	87

CHAPITRE 5 — Les performances d'un réseau de distribution optique actif 96

5.1	Une architecture de distribution arborescente active pour une antenne réseau	97
5.2	Les budgets de puissance optique et électrique d'un lien actif	98
	5.2.1 Le budget de puissance optique	98

5.2.2	Le budget de puissance électrique	100
5.3	Le budget de bruit d'un lien actif	101
5.3.1	Les bruits à la photodétection	101
	Le bruit du générateur d'entrée	102
	Le bruit thermique au récepteur	102
	Le bruit d'intensité du laser	102
	Le bruit de grenaille	102
	Le bruit de battement entre le signal et l'émission spontanée	103
	Le bruit de battement entre les composantes de l'émission spontanée	104
5.3.2	Le rapport signal sur bruit et le facteur de bruit	104
5.4	Le calcul du budget de puissance et du budget de bruit d'une architecture arborescente active	105
5.5	Un exemple de réalisation d'un lien optique et quelques mesures de systèmes	109
5.5.1	Spectres micro-ondes à la sortie d'un lien passif et actif	111
5.5.2	Le bruit de phase mesuré au récepteur	112
Conclusion		118
Références		122
APPENDICE A — Les techniques de mise en boîtier et d'assemblage optoélectronique		129
A.1	Le couplage optique avec des fibres optiques à bout effilé	129
A.1.1	Le principe de couplage des fibres à bout effilé	130
A.1.2	Notre technique de fabrication	131
A.1.3	Résultats obtenus et comparaison des techniques de couplage	136
A.2	Le module laser à opération continue	137
A.3	Le module laser à modulation rapide	141
A.4	L'assemblage d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs	141
APPENDICE B — Complément sur la théorie du bruit d'un amplificateur optique		146
B.1	La dérivation des fluctuations du nombre de photons	147
B.2	La photodétection d'un signal en présence du bruit d'un amplificateur optique	152

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Tableau comparatif de la mise en opération et des performances des amplificateurs optiques à semi-conducteurs et à fibre dopée.	21
2.2	Valeurs utilisées pour la simulation d'un amplificateur optique à semi-conducteurs à $1.3 \mu\text{m}$. à 25 degrés Celsius.	35
3.1	Matrice des pertes du coupleur SFS 1X4-1310-P. à $\lambda = 1.32 \mu\text{m}$ et à $f_m = 5.3 \text{ GHz}$. Les unités sont en dB.	44
3.2	Matrice des pertes du coupleur SFS 1X8-1310-P. à $\lambda = 1.32 \mu\text{m}$ et à $f_m = 5.3 \text{ GHz}$. Les unités sont en dB.	45
3.3	Comparaison entre les mesures des pertes et les données du manufacturier à $1.32 \mu\text{m}$. Les pertes sont données en dB.	46
4.1	Liste des éléments d'un OSDN passif illustré à la figure 4.2.	71
4.2	Paramètres utilisés pour le calcul d'un budget de puissance optique. Se référer au chapitre 1 pour plus de détails.	77
4.3	Termes utilisés pour le calcul d'un budget de puissance électrique. . . .	81
4.4	Valeurs utilisées pour le calcul de la perte d'insertion totale du réseau de distribution 1×576	88

4.5	Valeurs utilisées pour le calcul du budget de puissance et de bruit d'un lien optique à $1.31 \mu\text{m}$, pour un transmetteur et un récepteur à 25 degrés Celsius.	89
4.6	Sommaire des performances calculées du lien optique passif 1×576 . . .	91
5.1	Les éléments d'un OSDN actif tels qu'illustrés à la figure 5.2.	99
5.2	Valeurs utilisées pour le calcul du budget de puissance et du budget de bruit du réseau de distribution actif 1×576	106
5.3	Sommaire des performances calculées du lien optique actif 1×576 au point optimal $L_{opt,avant} = 33.3 \text{ dB}$	109
A.1	Avantages et inconvénients de la fabrication et de l'emploi de fibres optiques à bout effilé pour le couplage de guide d'ondes semi-conducteur à une fibre optique.	132
A.2	Mesure de l'efficacité des différentes méthodes de couplage laser-fibre. .	136

LISTE DES FIGURES

1.1	Fibre optique de télécommunication à saut d'indice, de type monomode.	8
1.2	Schéma d'un coupleur en étoile $M \times N$. Les accès sont numérotés de 1 jusqu'à $M + N$.	13
1.3	Illustration de la mesure de la perte d'insertion d'un coupleur.	14
1.4	Illustration de la mesure de la directivité. Les ports qui ne servent pas durant la mesure sont terminés par un fluide adaptateur d'indice (\times).	16
1.5	Illustration de la mesure de la rétroréflexion. Les ports qui ne servent pas durant la mesure sont terminés par un fluide adaptateur d'indice (\times). Le coupleur de mesure $abcd$ se doit d'être d'excellente qualité. Dans notre cas, il est branché au composant à tester par un connecteur (\bullet).	17
1.6	Termes d'une matrice des pertes d'un coupleur 1×4 .	17
2.1	Représentation schématique du gain linéique g en fonction de la longueur d'onde λ et de la densité de porteurs n , où $n_4 > n_3 > n_2 > n_1 > n_0$. Selon Agrawal et Dutta, <i>Semiconductor Lasers</i> , seconde édition. Van Nostrand Reinhold, 1993, page 92.	24
2.2	Calcul de l'effet combiné du gain de simple passage et des réflectivités des facettes. — : $R = 2.4\%$ et $G_s = 29$, - - - : $R = 0.02\%$ et $G_s = 29$. -.-.- : $R = 0.02\%$ et $G_s = 300$. $\eta_c = 0.1$ pour toutes les courbes.	26

2.3	Calcul de l'ondulation de la courbe de gain selon plusieurs réflectivités ($R = (R_1 R_2)^{0.5}$), en fonction du gain de passage simple. (a) $R = 1 \times 10^{-4}$, (b) $R = 1 \times 10^{-3}$, (c) $R = 2 \times 10^{-3}$, (d) $R = 3 \times 10^{-3}$, (e) $R = 5 \times 10^{-3}$	27
2.4	Représentation schématique d'un amplificateur optique à semi-conducteurs. Des semi-conducteurs des groupes III et V sont crûs par épitaxie pour créer la zone active. Une lithographie et une attaque chimique produisent le guide d'ondes à angle. de type créneau.	28
2.5	Maillage longitudinal d'un milieu de longueur L en N éléments de longueur ΔL . $I^\pm(z)$ est la densité moyenne de puissance du signal optique qui se propage dans l'amplificateur et $X^\pm(z)$ représente la densité moyenne de puissance de l'émission spontanée.	30
2.6	Algorithme de résolution numérique des équations différentielles du modèle de l'amplificateur optique à semi-conducteurs. basé sur la méthode de Runge et Kutta. Les calculs déterminent $I^\pm(z)$, $X^\pm(z)$, $n(z)$ et $g(z)$ à l'aide des équations 2.5 à 2.10.	33
2.7	Calcul du profil longitudinal des porteurs dans l'amplificateur et sa relation avec le profil de l'intensité optique totale. $I_{inj} = 70$ mA, $P_{in} = -30$ dBm, $\beta_{sp} = 10^{-4}$	36
2.8	Calcul du profil longitudinal du coefficient de gain et profil d'intensité totale des signaux. $I_{inj} = 70$ mA, $P_{in} = -30$ dBm, $\beta_{sp} = 10^{-4}$	37
2.9	Calcul du signal $I^\pm(z)$ et de l'émission spontanée amplifiée $X^\pm(z)$. $I_{inj} = 70$ mA, $P_{in} = -30$ dBm, $\beta_{sp} = 10^{-4}$	37
2.10	Saturation du gain net de l'amplificateur où l'on note l'effet du courant et de l'émission spontanée couplée.	38
2.11	Calcul du gain net de l'amplificateur pour une entrée de faible puissance en fonction du courant d'injection.	39
2.12	Calcul de l'émission spontanée à la sortie d'un amplificateur optique. en fonction de son courant d'injection, et comparaison avec une mesure. . .	40
3.1	Coupleur SFS 1X4-1310-P fabriqué par la compagnie Canstar.	42

3.2	Coupleur SFS 1X8-1310-P fabriqué par la compagnie Canstar.	42
3.3	Représentation schématique de la mesure des pertes et du déphasage d'un coupleur à l'aide de l'étage optique de l'analyseur de réseau (à droite). À gauche, l'étalonnage de l'appareil est illustré.	43
3.4	Représentation polaire du déphasage micro-onde (échelle azimutale en degrés) et de la perte d'insertion optique (échelle radiale en dB) mesurés pour chaque branche des coupleurs 1×4 et 1×8 . Les mesures sont faites à 5.3 GHz.	47
3.5	La caractéristique $L-I$ et $dL-dI$ du module laser à opération continue émettant à 1319 nm. mesurée suite à l'assemblage. $I_{th} = 33$ mA et $\eta_{70mA} = 0.025$ W/A. $T = 25$ degrés Celsius.	49
3.6	Spectre optique du module laser à opération continue émettant à 1319.1 nm à 25 degrés Celsius et $I_{inj} = 49.7$ mA.	50
3.7	La caractéristique $\lambda-I$ du module laser à opération continue. mesurée à 25 degrés Celsius.	50
3.8	(a) La caractéristique $L-I$ et (b) dL/dI de la puce laser émettant à 1309 nm. La mesure est prise à la température de la pièce.	52
3.9	La réponse en fréquence du module laser micro-onde émettant à 1309 nm, pour différents courants de polarisation. La rendement du module laser est exprimé en dB, $dB = 20 \log(\text{amplitude}/(1W/A))$	53
3.10	La mesure du paramètre de réflexion à petit signal du module laser micro-onde émettant à 1309 nm. Le courant de polarisation du laser est de 50 mA.	54
3.11	Une vue de l'amplificateur optique à semi-conducteurs à ondes progressives, comportant un guide d'ondes à angle. L'électrode-p couvre la surface supérieure de la puce. L'épaisseur du composant est d'environ 0.13 mm et sa longueur est de 500 μm	55

3.12	Mesure du spectre d'émission spontanée d'un amplificateur optique à semi-conducteurs à ondes progressives, non monté, pour différents courants d'injection. La signal est couplé dans une fibre optique à bout effilé. La température de la base de test est tenue à 25 degrés Celsius.	57
3.13	Mesure du spectre d'émission spontanée d'un amplificateur optique à semi-conducteurs collé, à différents courants d'injection. Une fibre optique à bout effilé est utilisée pour capter la lumière. La base de l'amplificateur est maintenue à 25 degrés Celsius.	58
3.14	Mesure de la puissance de l'émission spontanée captée à l'aide d'une fibre optique à bout effilé pour un amplificateur à ondes progressives. La température de la base de cuivre est maintenue à 25 degrés Celsius. . .	59
3.15	Image de l'émission en champ proche telle qu'elle est présente à la facette d'un amplificateur optique à onde progressive. Le courant d'injection est de 50 mA.	60
3.16	Mesure du spectre de puissance de l'émission spontanée d'un amplificateur Fabry-Pérot captée à l'aide d'une fibre optique à bout effilé. La température de la base de test est maintenue à 25 degrés Celsius.	61
3.17	Mesure de la puissance de l'émission spontanée d'un amplificateur optique Fabry-Pérot, captée à l'aide d'une fibre optique à bout effilé, à 25 degrés Celsius.	62
3.18	Mesure de la courbe $V-I$ de l'amplificateur optique Fabry-Pérot, mesurée à 25 degrés Celsius.	63
3.19	Mesure du gain optique pour un amplificateur optique Fabry-Pérot. $I_{inj} = 112.9$ mA et $T = 25$ degrés Celsius.	63
3.20	Mesure du gain d'un amplificateur Fabry-Pérot (o) et courbe calculée (—) à l'aide de l'équation (2.3). $I_{inj} = 112.9$ mA, $P_{in} = -20.0$ dBm, RBW = 0.2 nm. Pour le calcul, les paramètres sont ajustés à: $R_1 = R_2 = 2.4\%$, $G_s = 29$ (14.6 dB), $\mu_g = 4.14106$, $\eta_c = 0.1$. $L = 500$ μ m.	64

5.2	Système simplifié d'une distribution active d'un signal analogique. Un transmetteur est relié à plusieurs récepteurs à l'aide d'un réseau de distribution optique amplifié. Les divers composants qu'on y retrouve sont énumérés au tableau 5.1.	99
5.3	Représentation schématique des composantes de la densité spectrale optique de l'émission spontanée amplifiée et de la porteuse. L'émission spontanée peut être filtrée grâce à un filtre passe-bande.	103
5.4	Diagramme montrant l'algorithme de calcul du CNR_{out} pour chaque position possible de l'amplificateur optique au sein du lien optique étudié. .	106
5.5	Le rapport porteuse sur bruit d'un lien optique micro-onde, en fonction de la position de l'amplificateur au sein des pertes optiques. Chaque composante de bruit est tracée individuellement (lignes -.-) de même que le CNR_{out} qui en résulte (ligne —). Nous recalculons le CNR_{out} dans le cas où le filtre optique a été omis (ligne ···).	107
5.6	Système de mesure du spectre micro-onde détecté et des fluctuations instantanées de phase et d'amplitude du signal micro-onde.	110
5.7	Mesure du spectre électrique au récepteur. Quatre signaux sont superposés: le signal de sortie du lien passif ($1\times$) et le signal de sortie du lien actif ($3\times$). La puissance du signal à 5.3 GHz est indiquée à l'aide des flèches.	111
5.8	Mesure des fluctuations instantanées de phase et d'amplitude pendant 1, 10, 100 et 1000 secondes pour un lien actif comportant un amplificateur optique à semi-conducteurs Fabry-Pérot.	114
5.9	Calcul du spectre des fluctuations de phase $S_{\phi}(f)$	115
5.10	Calcul du spectre des fluctuations relatives d'amplitude $S_{cr}(f)$	115
5.11	Reconstruction du spectre du signal électrique, après translation à 0 Hz. Le temps d'acquisition est de 1000 secondes.	117

A.1	Schéma descriptif de la fibre optique à bout effilé que nous désirons fabriquer. L est la longueur du fuseau, r le rayon de courbure de la lentille hémisphérique et θ , l'angle d'effilement. Une relation relie ces paramètres: $\theta = 2 \arctan(\frac{D-2r}{2L})$	132
A.2	Fabrication d'une fibre à bout effilé à bout hémisphérique. Le schéma (a) montre les deux morceaux obtenus après fusion et rupture. En (b), la fibre effilée inférieure peut être retravaillée pour former une lentille. .	134
A.3	Photographie d'une fibre optique effilée à bout hémisphérique que nous avons fabriquée. $L = 300 \mu\text{m}$, $r = 14.4 \mu\text{m}$	135
A.4	Schéma du capillaire servant à tenir la fibre optique à bout effilé. La fibre est excentrique dans le tube; par rotation du capillaire, on parvient à la positionner à la hauteur désirée.	138
A.5	Une vue rapprochée du module laser construit. L'effet Peltier se trouve sous la base en cuivre. La fibre optique se poursuit dans un câble de 3 mm de diamètre d'une longueur de 2 m et se termine avec un connecteur FC/PC. Le couvercle en Delrin n'est pas montré.	140
A.6	Une vue rapprochée du transmetteur optique micro-onde. Le module est en cuivre et la ligne microruban qui amène le signal au laser DFB mesure 2.54 cm de longueur.	142
A.7	Photographie de l'amplificateur optique à semi-conducteurs assemblé et vu du dessus. Le diamant qui se trouve sous l'amplificateur mesure $0.5 \times 1.0 \times 0.3 \text{ mm}^3$. Ici, l'amplificateur est collé à un angle de 23 degrés.	144
A.8	Dessin qui représente une vue en coupe l'amplificateur optique à semi-conducteurs assemblé sur une base de cuivre.	145
B.1	Diagramme d'état montrant le processus quantique de l'amplificateur optique. La probabilité P_n d'observer l'état quantique $ n\rangle$, où il y a n photons, dépend des différentes probabilités associées aux états $ n-1\rangle$ et $ n+1\rangle$ et des coefficients a et b	147

B.2 Conditions initiales du problème: l'amplificateur a une longueur L , et la statistique des photons d'entrée est décrite par $\langle n(0) \rangle$ et $\langle n^2(0) \rangle$. . 149

INTRODUCTION

En guise d'introduction, nous présentons ici le contexte de notre recherche. Nous y expliquons le problème auquel nous faisons face et y résumons les approches que nous expérimentons. De plus, le contenu des différents chapitres de ce mémoire y est brièvement décrit.

I.1 Le contexte de notre recherche

Au département de génie électrique de l'Université Laval, les activités scientifiques du *Centre d'optique, photonique et lasers (COPL)* sont assurément redevables des recherches pionnières effectuées sur les oscillateurs micro-ondes de grande précision et la métrologie des fréquences. Celles-ci furent, pour le laboratoire, l'embryon du développement d'une expertise en photonique, en particulier dans la stabilisation de fréquences optiques pour les systèmes de communications optiques multifréquences et cohérentes. De plus, au cours de nombreux travaux, le groupe étudia et mit en marche différents systèmes optiques pouvant générer des signaux micro-ondes, soit, par exemple, par hétérodyne optique ou par synchronisation d'oscillateurs. Pour ainsi dire, l'optique est intimement liée aux hyperfréquences — les deux sciences traitent d'ondes électromagnétiques — et il fut naturel de marier ces deux pôles d'activités dans un projet commun. Dans notre cas, ceci consiste à la commande optique d'antennes réseaux micro-ondes. Voyons, dans ce qui suit, les raisons qui incitèrent le groupe à orienter ses

efforts dans cette direction.

Les recherches et les développements actuels dans le domaine des radars indiquent un grand besoin d'augmenter la capacité de commander agilement la formation de leur faisceau, et ce, sans élément mécanique. Dans le but de réaliser de tels instruments, des systèmes complexes sont nécessaires et les antennes multiéléments, telles les antennes réseaux à déphasage, apparaissent comme le seul choix possible pour rencontrer certains critères très sévères. De telles technologies existent: le satellite Radarsat, mis en orbite en 1995, en est un bon exemple. C'est un fleuron de l'expertise canadienne dans le domaine de la technologie spatiale et de la télédétection. Son antenne planaire de 11520 éléments est formée par un arrangement judicieux de guides d'ondes métalliques et de déphaseurs à ferrites [1]. Même si cette antenne est une réussite technique, les conceptions de radars faisant appel seulement à la technologie micro-onde deviennent rapidement prohibitives lorsque le nombre d'éléments d'antenne¹ devant être commandés individuellement est très grand (environ 10000 éléments et plus). L'optique est jugée par beaucoup de groupes de recherche comme une approche prometteuse ouvrant la voie à la conception de tels systèmes [2, 3, 4].

Afin d'explorer cette avenue, notre équipe a rassemblé un consortium canadien reliant des intérêts industriels (SPAR Aérospatiale), universitaires (les universités McMaster, Carleton et Laval) et gouvernementaux (le Centre de recherches sur les communications). Ce consortium a eu pour objectif d'explorer les diverses avenues offertes par la photonique afin de subvenir aux besoins éventuels des générations évoluées de radars à synthèse d'ouverture.

I.2 L'exposé du problème

En ce qui concerne le travail présenté dans ce mémoire, nous avons situé l'objet de notre recherche autour de la *distribution* de signaux au sein d'une antenne multiéléments à commande optique. Spécifiquement, nous étudions des moyens qui permettent de distribuer un signal en provenance d'un générateur micro-onde vers plusieurs éléments

¹C'est la commande de la phase et de l'amplitude du signal émis par chaque élément qui permet de former et diriger le faisceau de l'antenne.

d'antenne. Comme point de départ, nous considérons un réseau arborescent de distribution par fibres optiques et nous étudions tout particulièrement les dispositifs photoniques qui le composent.

Une antenne réseau peut contenir plusieurs milliers d'éléments radiatifs devant être alimentés par un signal électrique. La phase et l'amplitude à chaque élément peuvent être commandées de façon indépendante, dans le but de former un faisceau adaptable et orientable dans l'espace. Dans une architecture de distribution par fibre optique, un des problèmes souvent rencontré consiste à garantir un signal optique assez puissant pour que le convertisseur optique-électrique de chaque élément génère le signal micro-onde désiré. Nous nous appliquons à trouver une solution pouvant compenser les pertes de distribution causées par les séparateurs $1 \times N$ d'un réseau arborescent passif. Selon notre hypothèse de départ, il est possible de régler ce problème par l'installation d'amplificateurs optiques dans le réseau. C'est ce que nous allons vérifier. Nous tenons compte des deux familles d'amplificateurs susceptibles d'être utilisés: les amplificateurs optiques à semi-conducteurs et à fibre dopée. Les avantages et les inconvénients de chacun sont déjà connus. L'utilisation du premier type d'amplificateurs retient notre attention car ceux-ci offrent la possibilité d'être intégrés sur un même substrat avec des séparateurs de puissance optiques [5. 6]. Ceci nous apparaît être un point important lorsque vient le temps de considérer la masse et le volume d'un système de distribution.

Les présents travaux tentent donc de démontrer les performances accrues d'un réseau arborescent de distribution optique utilisant des amplificateurs optiques (un réseau actif) par rapport à celui qui n'en est pas doté (un réseau passif). La qualité de transmission d'un signal de référence micro-onde constitue un de nos paramètres de comparaison, en particulier, son rapport signal sur bruit.

Les difficultés rencontrées dans ce travail sont de trois types. Premièrement, la maîtrise des techniques d'optomécanique et de microélectronique nous est nécessaire afin de permettre la caractérisation des composants envisagés dans les meilleures conditions. L'élaboration de méthodes de mesure constitue le second obstacle à surmonter. Finalement, des prédictions théoriques se doivent d'être formulées afin de nous aider à comprendre les performances obtenues dans la pratique.

Afin de surmonter les difficultés du volet expérimental, plusieurs heures passées

en laboratoire sont nécessaires. Une mise en opération adéquate des composants que nous étudions est primordiale. Pour ce qui est des assises théoriques de nos travaux, nous nous basons sur les publications de divers auteurs. Déjà, plusieurs recherches ont démontré la faisabilité des systèmes de distribution optique pour antennes réseaux micro-ondes [2, 7] et il existe plusieurs études sur les liens optiques micro-ondes auxquelles nous pouvons nous référer [8, 9]. L'étude théorique de l'étage d'amplification optique a mérité notre attention et nous avons repris à cet effet l'approche de C. D. Zaglanikis, dans le but d'intégrer un modèle d'amplificateur au sein des calculs d'un lien optique [10, 11].

I.2.1 Les contributions apportées

Ce travail nous a amenés à présenter nos travaux lors de colloques locaux et à l'occasion de conférences nationales [12, 13] ainsi que de collaborer aux recherches du groupe [14, 15]. Nous avons également apporté notre contribution aux activités du consortium SPAR-CRC, notamment en présentant, avec le groupe du COPL, une proposition d'architecture d'antenne réseau à commande optique [16].

I.3 La présentation du mémoire

Ce mémoire présente notre étude des réseaux de distribution avec des amplificateurs optiques par le biais de cinq chapitres et de deux appendices. Les chapitres sont regroupés en deux parties: la première porte sur les composants photoniques pouvant former un réseau de distribution tandis que c'est dans la seconde partie que nous élaborons nos travaux sur les réseaux de distribution ramifiés. Les appendices apportent des précisions relativement aux notions théoriques que nous développons et aux montages expérimentaux que nous réalisons².

Au chapitre 1, nous abordons notre étude par un traitement des éléments pouvant composer le médium de propagation d'un réseau de distribution optique. Une attention

²Dans le document, plusieurs paramètres concernant la fibre optique, les coupleurs optiques et les semi-conducteurs ne sont précisés qu'à 1.3 μm . Notre travail expérimental n'est réalisé qu'autour de cette longueur d'onde du spectre optique et nous ne voulons pas alourdir le texte par des spécifications plus détaillées.

particulière est portée à la fibre optique et aux séparateurs de puissance optique $1 \times N$.

Par la suite, au chapitre 2, nous décrivons le fonctionnement d'un amplificateur optique, la provenance du son gain et de son bruit, et ce, tout particulièrement pour les amplificateurs optiques à semi-conducteurs. À l'aide d'un modèle mathématique, nous simulons les caractéristiques principales d'un amplificateur optique à semi-conducteurs.

Pour conclure la partie des composants optiques, nous avons regroupé nos résultats expérimentaux au chapitre 3. Nous y illustrons les caractéristiques des assemblages optoélectroniques réalisés. En particulier, nous présentons le résultat des mesures effectuées sur des lasers et des amplificateurs optiques à semi-conducteurs.

Au chapitre 4, nous exposons notre étude sur les réseaux de distribution passifs qui emploient les composants photoniques vus aux chapitres 1 et 3. Notre champ d'intérêt se limite aux architectures arborescentes, qui sont très répandues en ce qui concerne les antennes réseaux.

Faisant suite aux architectures passives, nous poursuivons notre étude des réseaux de distribution ramifiés en leur ajoutant la fonction d'amplification optique. Nous nous attardons tout particulièrement au problème d'optimisation de la position de l'amplificateur au sein du réseau afin de maximiser la qualité du signal transmis. Nous réalisons ensuite quelques expériences de distribution optique de signaux micro-ondes.

Finalement, en guise de conclusion générale, nous passons en revue les différentes étapes de notre travail et nous proposons quelques voies qui mériteraient d'être explorées au sein de travaux plus étendus sur ce sujet.

Afin de ne pas trop alourdir le chapitre théorique sur les amplificateurs optiques (le chapitre 2), nous avons placé en appendice le développement statistique des termes de signal et d'émission spontanée associés à l'amplification optique. Cette section peut se révéler utile à celui ou celle qui désire comprendre la provenance des termes utilisés dans le calcul du bruit ajouté par un amplificateur optique dans un lien de communication. Nous avons également jugé bon de mettre en appendice nos travaux de mise en boîtier et d'assemblage optoélectronique. Le lecteur intéressé pourra y apprendre la technique que nous avons employée afin de fabriquer des fibres optiques à bout effilé. Ces fibres offrent une bonne efficacité de couplage avec des guides d'ondes semi-conducteurs.

Partie I

Des composants photoniques pour réseaux de distribution optique

CHAPITRE 1

LES FIBRES OPTIQUES ET LES COUPLEURS $1 \times N$

Dans ce chapitre, nous présentons un aperçu des guides d'ondes optiques passifs qui sont principalement utilisés dans l'élaboration de réseaux de distribution. En premier lieu, nous décrivons brièvement les fibres optiques, du point de vue d'une distribution optique de signaux micro-ondes. Par la suite, nous discutons des coupleurs optiques, composants clefs utilisés comme séparateurs de puissance $1 \times N$. Finalement, la nomenclature utilisée pour décrire les pertes optiques d'un coupleur est précisée. Comme mentionné dans l'introduction, une antenne à synthèse d'ouverture doit être alimentée par un réseau de distribution de signal; les architectures de distribution arborescentes sont étudiées plus en détail aux chapitres 4 et 5.

1.1 Une brève description des fibres optiques

Les propriétés optiques des verres de silice sont reconnues depuis des siècles. L'utilisation de ces verres dans le domaine des télécommunications, sous forme de fibres optiques, remonte à moins de 30 ans [17]. C'est une suite de raffinements technologiques qui en

font de nos jours un milieu de propagation performant utilisé avec succès dans la conception de liens de communication optique. La section qui suit décrit les caractéristiques générales de la fibre optique. Ses caractéristiques sont exploitées dans l'élaboration de réseaux de distribution et lors de la conception d'assemblages optoélectroniques.

1.1.1 Quelques caractéristiques générales des fibres optiques monomodes

La fibre optique est un guide d'ondes diélectrique à géométrie circulaire. Elle est fabriquée par étirement d'une tige de verre de silice (SiO_2). La figure 1.1 présente le schéma d'une fibre optique à saut d'indice. Le guidage électromagnétique de la fibre optique est déterminé par sa géométrie et par le saut d'indice de réfraction entre son coeur et sa gaine. Un indice de coeur plus élevé que celui de la gaine est couramment obtenu en dopant faiblement de germanium le verre de silice.

Une fibre optique monomode ne supporte qu'un seul mode de propagation. Par exemple, si nous faisons abstraction des revêtements de protection, le diamètre externe de la gaine d'une fibre monomode de télécommunication est de $125 \mu\text{m}$, et le coeur du guide d'ondes présente un diamètre D de l'ordre de 9 microns. L'indice de réfraction du coeur n_c est généralement 1.47 et la différence d'indice relative entre le coeur et la gaine, Δn , est d'environ 0.0025. Évidemment, ces caractéristiques varient d'un fabricant à un autre. Ajoutons que les paramètres d'une fibre monomode à faible saut d'indice respectent l'inéquation $V \simeq \pi D n_c \sqrt{2\Delta n} \lambda^{-1} \leq 2.405$ où V est la fréquence normalisée de la fibre et λ la longueur d'onde du mode de propagation [18].

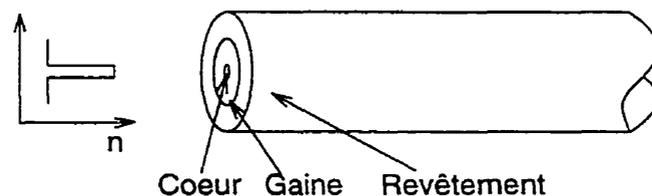


Figure 1.1: Fibre optique de télécommunication à saut d'indice, de type monomode.

La très faible perte de propagation offerte par la fibre optique est attribuée à la

grande pureté de la matrice de verre. Ainsi, la fibre monomode utilisée en télécommunication présente généralement une atténuation, α_f , de 0.35 dB/km à une longueur d'onde de 1.3 μm [19]. Par ailleurs, le facteur limitatif de la largeur de bande d'une fibre optique, à une longueur d'onde donnée, est régi principalement par le phénomène de la dispersion. Pour une fibre monomode, il n'y a pas de dispersion intermodale puisqu'il n'y a qu'un seul mode spatial qui se propage. C'est plutôt la dispersion chromatique du matériau et celle du guide d'ondes qui prévalent. La dispersion du guide d'ondes peut être ajustée pour compenser la dispersion du matériau, afin de fabriquer la fibre monomode standard pour les télécommunications (elle offre une dispersion totale quasi nulle autour de $\lambda \sim 1.31 \mu\text{m}$). Cette fibre présente alors une largeur de bande plus que suffisante pour notre application de distribution d'un signal micro-onde (centré à 5.3 GHz) sur une distance de quelques dizaines de mètres. Par exemple, une longueur d'un kilomètre de cette fibre affiche une largeur de bande de plus de 100 GHz [19].

Ainsi, les systèmes micro-ondes qui incorporent des guides d'ondes optiques ont l'avantage d'être utilisables sur une très large bande et aussi d'être immunisés contre les interférences électromagnétiques (ce qui s'avère très important lorsque la distribution de signaux doit être compacte).

1.1.2 D'autres types de fibres optiques

Il existe d'autres types de fibres optiques qui présentent des géométries et des compositions différentes. La famille des fibres multimodes à saut d'indice ($V > 2.405$) est susceptible de ne pas être retenue pour la distribution d'un signal micro-onde à 5.3 GHz. En effet, la dispersion modale limite la largeur de bande de ces fibres optiques à une valeur habituellement inférieure à 500 MHz·km [19]. Leur emploi peut également provoquer un bruit d'intensité modal lorsque les transmetteurs optiques utilisés sont monochromatiques. De plus, le branchement de fibres multimodes à d'autres composants monomodes introduit souvent des pertes supplémentaires. En revanche, la famille des fibres multimodes à gradient d'indice nous semble digne d'intérêt. En effet, une fibre ayant un coeur à gradient d'indice est conçue pour réduire la dispersion modale. Une largeur de bande de 3 GHz·km peut alors être atteinte [19]. Comme pour toute fibre multimode, le couplage avec une source optique divergente est facilité grâce

à leur ouverture numérique élevée. À titre indicatif, il peut s'avérer utile d'employer des fibres à conservation de polarisation ou d'autres à dispersion modifiée (dispersion décalée, étalée, ou même fortement accentuée [20]) selon les caractéristiques et la fonction du système de distribution désiré.

1.1.3 Le déphasage micro-onde d'une longueur de fibre

Nous nous intéressons maintenant à un phénomène qui a des répercussions sur la réalisation technique d'un réseau de distribution de signal d'une antenne réseau: le déphasage micro-onde. Une porteuse micro-onde qui est transportée par un signal optique prend un certain temps pour se propager d'un bout à l'autre d'une fibre optique, entre le transmetteur et le récepteur. Elle subit un délai de propagation auquel est associé un déphasage. On exprime ce déphasage comme

$$\Delta\phi(L) = \frac{2\pi f_m}{c} \int_0^L n_{\text{eff}}(l) dl . \quad (1.1)$$

où n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du mode de propagation dans la fibre optique. f_m est la fréquence porteuse micro-onde. L est la longueur de la fibre en question et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation (1.1) montre que le déphasage $\Delta\phi(L)$ est fonction, entre autres, de:

- la longueur de la fibre (qui dépend de sa température et des contraintes mécaniques appliquées sur la fibre).
- l'indice effectif de propagation (qui dépend de la géométrie et de la composition de la fibre, de sa température, des contraintes mécaniques, de la polarisation de la lumière et de sa longueur d'onde),
- la fréquence du signal électrique (qui dépend de la stabilité et du contenu en fréquence du générateur micro-onde ainsi que de la réponse spectrale des composants optoélectroniques).

Nous constatons que l'équation (1.1) est très simple et ne permet pas de quantifier rigoureusement toutes les dépendances énumérées ci-haut. Pour obtenir une meilleure

représentation. il faudrait sans doute utiliser une formulation électromagnétique et vectorielle qui tienne compte, entre autres, des composantes de Fourier présentes.

Pour une antenne réseau, la phase micro-onde à chaque matrice d'éléments radiatifs demeure un paramètre qui doit être connu et stable. L'équation (1.1) montre quand même la dépendance de la phase électrique à la longueur de la fibre. Par exemple, pour une fibre optique monomode ($n_{\text{eff}} = 1.47$) utilisée dans la distribution optique, une longueur $\Delta l = 0.11$ mm déphase de 1° un signal micro-onde à bande étroite centré à 5.3 GHz. C'est donc dire qu'il faut soigneusement ajuster la longueur des fibres optiques au dixième de millimètre près lors de la réalisation finale d'un réseau de distribution. afin d'obtenir la phase micro-onde requise à chaque élément radiatif à ± 1 degré.

Comme il vient d'être mentionné, le délai de propagation dépend, entre autres, de la température de la fibre optique. Une augmentation de température ΔT cause une dilatation linéique de la fibre et un accroissement différentiel de son indice de réfraction. Ainsi, le déphasage qui résulte d'un changement de température s'exprime comme [21]

$$\frac{\Delta\phi(T)}{\Delta T} = \frac{2\pi f_m L}{c} \left(\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} + n_{\text{eff}} \alpha \right), \quad (1.2)$$

où α est le coefficient thermique d'expansion linéique de la fibre optique.

Pour un fibre optique monomode ($n_{\text{eff}} = 1.47$) d'une longueur $L = 10$ mètres, en prenant $\alpha = 8 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$ et $\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} = 1 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$, un déphasage de 1° à 5.3 GHz est causé par une variation moyenne de température de 1.0°C sur l'entière longueur de la fibre.

L'application d'un effort mécanique ΔS sur une fibre optique peut aussi créer un déphasage micro-onde. Ce déphasage dépend du coefficient de changement d'indice de réfraction causé par une contrainte $\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial S}$ et du coefficient d'élongation de la fibre due à une contrainte (E , le module de Young, est d'environ 73 GPa pour la silice et $\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial S} = 3.5 \times 10^{-3} \text{GPa}^{-1}$ [22, 23]). Pour une longueur L de fibre soumise à un effort, le déphasage peut être calculé selon [24]:

$$\frac{\Delta\phi(S)}{\Delta S} = \frac{2\pi f_m L}{c} \left(\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial S} + \frac{n_{\text{eff}}}{E} \right). \quad (1.3)$$

L'environnement dans lequel se retrouve les fibres optiques impose donc la prise de précautions. L'équation (1.2) implique que la différence des fluctuations de température moyenne, entre deux fibres optiques de même longueur (10 mètres), soit inférieure au degré Kelvin, afin de ne pas dépasser une limite d'excursion de phase de 1 degré. Des écrans isothermes pourraient être installés autour des fibres optiques afin de les maintenir à la même température relative. J. E. Román *et al.* ont déterminé que les câbles disponibles commercialement (utilisant la technologie « loose-tube ») sont idéaux pour notre application de distribution synchrone de signaux micro-ondes, pour autant qu'ils aient une courte période de spirale [24]. Les spirales des fibres à l'intérieur des câbles tendent à moyenniser les effets de gradient (de température et de contrainte) entre les fibres.

1.1.4 L'exposition d'une fibre optique aux radiations

La sensibilité des fibres optiques aux radiations a été constatée [19, 25]. Une exposition aux radiations (aux rayons γ par exemple) entraîne la formation de centres de couleur. La présence de centres de couleur augmente l'atténuation dans le verre. La sensibilité de la fibre dépend de la composition de son coeur. Les coeurs de silice pure ou de silice dopée au germanium sont moins sensibles aux radiations.

1.2 Les séparateurs de puissance optique

Dans les réseaux de distribution qui sont étudiés aux chapitres 4 et 5, la fonction de division optique du signal est réalisée avec des coupleurs en arbre $1 \times N$, aussi dénotés 1-par- N ou 1: N . Ce type de coupleur à embranchements multiples est un cas particulier du coupleur en étoile $M \times N$ illustré à la figure 1.2. Idéalement, le coupleur $1 \times N$ sépare la puissance disponible à l'entrée également entre les N ports de sortie, sans pertes supplémentaires. Nous verrons qu'il en est autrement à la section 1.2.1.

La conception des diviseurs de puissance peut être basée sur un agencement judicieux de fibres optiques ou réalisée par des dispositifs à guides d'ondes intégrés [26]. La technologie de fabrication de coupleurs fondée sur l'emploi de fibres optiques fusionnées peut procurer des rapports de séparation allant de 1×2 à 1×32 : ces coupleurs sont

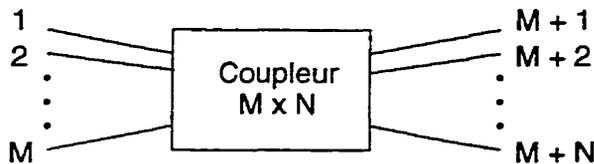


Figure 1.2: Schéma d'un coupleur en étoile $M \times N$. Les accès sont numérotés de 1 jusqu'à $M + N$.

monolithiques ou bien concaténés¹. Quant aux coupleurs intégrés en silice, ils sont fabriqués par différents procédés tels l'échange ionique, l'hydrolyse à la flamme ou le dépôt en phase vapeur et en incorporant des techniques de photolithographie [28, 29, 30]. La cascade de jonctions en Y ou l'utilisation de zones multimodes interférentielles permettent qu'un seul dispositif puisse séparer jusqu'à 64 fois son entrée [26]. La technique des coupleurs intégrés offre donc un potentiel d'économie d'échelle pour la fabrication de dispositifs à très fort rapport de séparation.

1.2.1 Les définitions des pertes dans un coupleur

Afin d'éviter toute confusion lorsque viendra le temps de discuter des pertes des coupleurs utilisés dans nos travaux, cette section vise à préciser la terminologie employée. Les définitions présentées se réfèrent aux notes techniques du fabricant Corning [31] et aux exigences générales de l'organisme Bell Communications Research (Bellcore) [32]. Les termes clarifiés sont les suivants: la perte d'insertion, le rapport de couplage, la perte en excès, l'uniformité, la directivité, la rétroréflexion et la matrice des pertes.

La notation des termes nécessite l'usage principal de deux indices (i et j), chacun étant numéroté de 1 à $M + N$, tel que montré à la figure 1.2. L'indice i sert à identifier un accès où une puissance sort du coupleur tandis l'indice j est associé à un accès où une puissance entre dans le coupleur. Cette notation est valide pour tout type de coupleur $M \times N$.

¹Il est très courant d'obtenir, par fusion de deux fibres, un coupleur monolithique 1×2 et il est facile d'augmenter le nombre de fibres pour réaliser des coupleurs 1×3 jusqu'à 1×7 [27]. Pour obtenir un rapport plus élevé, il peut, dans plusieurs cas, s'avérer nécessaire de mettre en cascade plusieurs de ces coupleurs dans le même boîtier.

La perte d'insertion

La perte d'insertion (PI) correspond à la perte totale que subit un signal qui se propage d'un port d'entrée à un port de sortie quelconque d'un coupleur (voir la figure 1.3). La perte d'insertion englobe la perte de séparation ainsi que toute perte en excès que le signal pourrait subir entre l'entrée (j) et la sortie (i). Son calcul résulte du rapport de la puissance disponible à la sortie ($P_{S,i}$) sur la puissance présente à un port d'entrée ($P_{E,j}$), exprimé en dB:

$$PI_{ij} = -10 \log \left(\frac{P_{S,i}}{P_{E,j}} \right). \quad (1.4)$$

La perte d'insertion est le paramètre clef à utiliser dans les calculs de budget de puissance d'un réseau de distribution (sections 4.3 et 5.2).

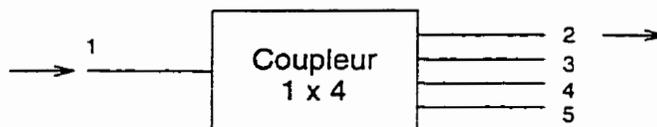


Figure 1.3: Illustration de la mesure de la perte d'insertion d'un coupleur.

Le rapport de couplage

La majeure partie de la perte d'insertion d'un coupleur provient du couplage (de la séparation) du signal d'un port d'entrée j à plusieurs ports de sortie i . Le rapport de couplage (C), exprimé en pourcentage, donne la répartition de la puissance entre les différents accès de sortie du coupleur. Il est défini comme suit:

$$C_{ij} = \left(\frac{P_{S,i}}{\sum_{i'=u}^v P_{S,i'}} \right) \times 100\%, \quad \begin{array}{l} i \leq M \Rightarrow u = 1 \text{ et } v = M \\ i > M \Rightarrow u = M + 1 \text{ et } v = M + N \end{array} \quad (1.5)$$

On dira également que la perte de séparation (PS) sera l'expression, en dB, du rapport de couplage: $PS_{ij} = -10 \log \left(\frac{C_{ij}}{100\%} \right)$.

La perte en excès

La perte en excès (PX) correspond à la fraction de puissance optique injectée en entrée qui est perdue dans le coupleur et qui n'est pas récupérable aux accès de sortie. La perte en excès, lorsqu'on injecte le signal à l'entrée j , se calcule en dB de la façon suivante:

$$PX_j = -10 \log \left(\frac{\sum_{i=u}^v P_{S,i}}{P_{E,j}} \right). \quad \begin{array}{l} j \leq M \Rightarrow u = M + 1 \text{ et } v = M + N \\ j > M \Rightarrow u = 1 \text{ et } v = M \end{array} \quad (1.6)$$

Cette perte peut notamment être causée par l'absorption du matériau et par l'imperfection des interfaces et des jonctions. En ce sens, la perte en excès peut être considérée comme une figure de mérite qui dénote la qualité de la fabrication du coupleur.

L'uniformité

L'uniformité (U) est un paramètre quantifiant la performance de coupleurs devant avoir un rapport de couplage égal pour chaque sortie. Elle exprime la différence, en dB, entre les pertes d'insertion maximale et minimale obtenues pour une entrée j donnée. Elle est obtenue selon:

$$U_j = \max (PI_{ij})_{\forall i} - \min (PI_{ij})_{\forall i} \text{ (en dB)} \quad \begin{array}{l} j \leq M \Rightarrow i > M \\ j > M \Rightarrow i \leq M \end{array} \quad (1.7)$$

Chaque coupleur se doit d'offrir une perte d'insertion la plus uniforme possible dans chacune de ses branches. Il est souvent préférable d'avoir une uniformité meilleure qu'un dB. Il est également possible de quantifier l'uniformité d'une cascade de coupleurs $1 \times N$. L'uniformité globale tendra à se dégrader avec l'augmentation du nombre de coupleurs dans un système de distribution. Pour un système de distribution d'antenne réseau, où le nombre d'éléments est très grand, il faudrait sans doute calculer un paramètre décrivant la valeur quadratique moyenne de l'uniformité.

La directivité

La directivité (D) exprime la capacité du coupleur à transférer vers les ports de sortie l'énergie présente à un port d'entrée. On l'évalue en injectant un signal dans une entrée, $P_{E,j}$, tout en mesurant la fraction indésirable qui s'échappe par un autre port, $P_{S,i}$ (figure 1.4). Pour cette mesure, les accès inutilisés du coupleur doivent être terminés pour empêcher toute réflexion parasite. On utilise un fluide adaptateur d'indice. La directivité s'exprime comme:

$$D_{ij} = -10 \log \left(\frac{P_{S,i}}{P_{E,j}} \right) . \quad \begin{array}{l} j \leq M \Rightarrow i \leq M \text{ et } \neq j \\ j > M \Rightarrow i > M \text{ et } \neq j \end{array} . \quad (1.8)$$

La directivité devient un important paramètre à vérifier si le coupleur est utilisé comme combinateur $N \times 1$, dans le cas où toute contre-propagation est indésirable.

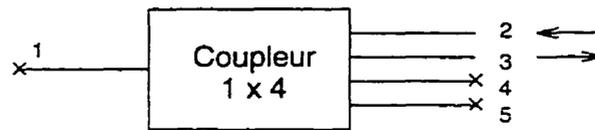


Figure 1.4: Illustration de la mesure de la directivité. Les ports qui ne servent pas durant la mesure sont terminés par un fluide adaptateur d'indice (×).

La rétro réflexion

La rétro réflexion (R) se définit comme la fraction de signal qui retourne dans son port d'entrée. Sa mesure nécessite l'emploi d'un coupleur directif supplémentaire pour l'injection et la détection simultanée de la lumière (figure 1.5). Ce deuxième coupleur doit être d'excellente qualité et être bien caractérisé au préalable. Lors de la mesure, les accès inutilisés doivent être terminés avec un fluide adaptateur d'indice. L'équation (1.9) permet de calculer la rétro réflexion présente au port d'entrée j .

$$R_{jj} = - \left[10 \log \left(\frac{P_{S,b} (1 - 10^{-\frac{D_{ba}}{10}})}{P_{E,a}} \right) \Big|_j + PI_{da} + PI_{bd} \right] \quad (\text{en dB}) \quad (1.9)$$

où $P_{E,a}$ et $P_{S,b}$ sont respectivement la puissance injectée et recueillie, D_{ba} est la directivité entre les ports a et b du coupleur directionnel et finalement, PI_{da} et PI_{bd} sont les pertes d'insertion du coupleur directionnel qui correspondent à l'aller et au retour.

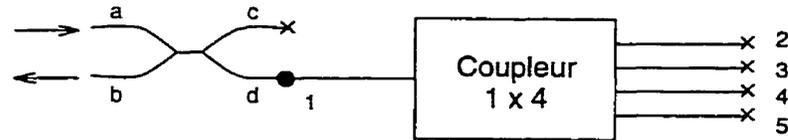


Figure 1.5: Illustration de la mesure de la rétro réflexion. Les ports qui ne servent pas durant la mesure sont terminés par un fluide adaptateur d'indice (\times). Le coupleur de mesure $abcd$ se doit d'être d'excellente qualité. Dans notre cas, il est branché au composant à tester par un connecteur (\bullet).

La matrice des pertes

Les résultats de la mesure de la perte d'insertion, de la directivité et de la rétro réflexion peuvent être représentés par une matrice de dimensions $(M + N) \times (M + N)$, comme celle de la figure 1.6. Les pertes de rétro réflexion (R_{jj}) se retrouvent sur la diagonale principale. Les pertes d'insertion (PI_{ij}) sont inscrites sur la première colonne et la première rangée. La directivité (D_{ij}) entre les différents accès occupe les autres cases.

$$\begin{bmatrix} R_{11} & PI_{12} & PI_{13} & PI_{14} & PI_{15} \\ PI_{21} & R_{22} & D_{23} & D_{24} & D_{25} \\ PI_{31} & D_{32} & R_{33} & D_{34} & D_{35} \\ PI_{41} & D_{42} & D_{43} & R_{44} & D_{45} \\ PI_{51} & D_{52} & D_{53} & D_{54} & R_{55} \end{bmatrix}$$

Figure 1.6: Termes d'une matrice des pertes d'un coupleur 1×4 .

Les matrices des pertes seront utilisées au chapitre 3 pour des coupleurs que nous avons caractérisés. Mais avant, nous poursuivons l'exposé de concepts théoriques au chapitre suivant, qui traite de l'amplification optique.

CHAPITRE 2

LA THÉORIE ET UN MODÈLE D'AMPLIFICATEUR OPTIQUE À SEMI-CONDUCTEURS

Nous présentons, dans ce chapitre, les principes de fonctionnement d'un amplificateur optique à semi-conducteurs. Nous exposons les propriétés amplificatrices de ce composant et tenons compte de la présence de bruits. Un modèle mathématique est développé, ce qui nous permet de simuler numériquement les caractéristiques de l'amplificateur. Ce chapitre traite du fonctionnement du composant uniquement. L'étude expérimentale de l'amplificateur optique à semi-conducteurs se retrouve en grande partie au chapitre 3 et l'analyse de son emploi dans un système de distribution est faite au chapitre 5.

Dès leurs débuts, on entrevoyait un avenir prometteur pour les amplificateurs optiques. De nos jours, il est bien établi que ce sont des dispositifs indispensables pour l'élaboration de systèmes de communication optique. Il est également possible de se les procurer auprès de plusieurs compagnies manufacturières.

À l'heure actuelle, l'usage d'amplificateurs optiques est très répandu dans les réseaux de communication à longue portée. L'avènement récent (vers 1989) des amplificateurs optiques à fibre dopée aux terres rares a rendu possible les communications multifréquences au sein de ces réseaux [33]. Pour l'instant, cette technologie est bien avancée à $1.55 \mu\text{m}$, avec les fibres de silice dopées à l'erbium. Il existe une autre technologie d'amplification optique dédiée aux communications optiques dont les recherches ont été amorcées sérieusement il y a moins d'une vingtaine d'années [34]. Il s'agit des amplificateurs optiques à semi-conducteurs.

2.1 Quelques avantages et inconvénients des amplificateurs optiques à semi-conducteurs et à fibre dopée

Nous présentons d'abord une étude comparative des amplificateurs optiques à verre dopé aux terres rares et à semi-conducteurs [35]. Ensuite, nous plaçons notre attention sur les amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Ces derniers présentent une solution prometteuse en vue d'applications spatiales en raison de leur coût, de leur volume, de leur possibilité d'intégration et de leur consommation de puissance. Par exemple, une génération évoluée du satellite Radarsat pourrait les requérir afin d'accomplir la distribution de signaux micro-ondes à son antenne multiélément. Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs ont l'avantage d'être disponibles à toutes les longueurs d'ondes où l'on peut fabriquer un laser à semi-conducteurs. À ce sujet, ces amplificateurs seront sûrement commercialisables à des coûts compétitifs et en grande quantité, du fait qu'ils sont fabriqués suivant des techniques similaires à celles des lasers à semi-conducteurs. De plus, ils peuvent être intégrés dans des circuits photoniques multifonctionnels.

Les amplificateurs optiques à verre dopé semblent avantageux sous plusieurs autres rapports, au sujet des performances (tels le gain maximum, la puissance de saturation et la figure de bruit). Ces atouts, en plus qu'ils soient faits d'une fibre compatible, expliquent leur vaste utilisation dans les systèmes de communication de données numériques. La réalisation commerciale d'amplificateurs optiques à fibre dopée à l'erbium a permis l'éclosion d'une nouvelle génération de systèmes de communication, « transparents » en longueur d'onde et en vitesse de modulation. Les tout récents systèmes de multiplexage en longueur d'onde à $1.55 \mu\text{m}$ en sont un exemple remarquable [36]. De plus,

différentes matrices de verre, divers dopants et codopants ainsi que plusieurs configurations de pompage peuvent être également employés pour concevoir des amplificateurs à gain plus uniforme et à très large bande (1530–1610 nm) [37, 38], ou même qui opèrent sur d'autres plages de longueurs d'ondes (1280–1330 nm) [39].

Les applications conventionnelles des amplificateurs optiques sont l'amplification de puissance, l'amplification en ligne et la préamplification. De plus, dans le cas des amplificateurs optiques à semi-conducteurs, les très faibles temps de recombinaison des porteurs et des interactions avec les photons en font également des candidats de choix pour accomplir des fonctions non linéaires telles la commutation, la conversion de longueurs d'ondes, le reformage d'impulsions ou la conjugaison de phase. Nous ne tiendrons compte, pour les fins de notre étude, que de la fonction d'amplification en ligne d'un réseau de distribution de signal optique.

Nous présentons au tableau 2.1 les performances des amplificateurs optiques à semi-conducteurs et des amplificateurs à fibre dopée. Nous tirons plusieurs de nos références du compte-rendu de la conférence *Optical Amplifiers and their Applications*, organisée par l'Optical Society of America et qui s'est tenue à Victoria (Colombie-Britannique) en 1997.

2.2 La théorie d'opération d'un amplificateur optique à semi-conducteurs

Afin de bien comprendre les performances d'un amplificateur optique à semi-conducteurs, nous résumons dans les sections qui suivent ses principales propriétés. Nous décrivons brièvement les grandes lignes du fonctionnement d'un amplificateur. Ensuite, nous expliquons la provenance du gain optique dans un semi-conducteur. Nous enchaînons avec quelques caractéristiques du bruit associé à l'amplification optique. Nous présentons aussi l'effet des réflexions résiduelles sur la courbe de gain. Finalement, nous mentionnons l'utilisation du guidage optique pour améliorer l'efficacité de l'amplification.

Paramètre	Amplificateur optique...	
	à semi-conducteurs	à fibre dopée
Matériau du milieu de gain	Principalement InGaAsP sur InP (1.25 à 1.70 μm) et AlGaAs sur GaAs (0.75 à 0.90 μm).	Verres de silice, fluorés, de chalcogénures, aux tellures, aux phosphates. Dopants: Er^{3+} et Yb^{3+} (1.55 μm), Pr^{3+} (1.31 μm), Nd^{3+} (1.06 μm).
Fabrication	Croissance épitaxiale.	Dépôt en phase vapeur.
Pompage du milieu actif	Pompage électronique, $I_{inj} \approx 200$ mA.	Pompage optique, 1 ou 2 lasers pompe de 100 mW ($I_{pompe} \approx 250$ mA).
Longueur d'onde d'opération	1250–1650 nm (InGaAsP).	1280–1330 nm (Pr^{3+}), 1530–1610 nm (Er^{3+}) [39, 37].
Composants externes requis	Couplage optique (lentilles), commande de température, stabilisation du gain, isolateur optique, filtre optique.	Coupleur dichroïque, 1 ou 2 lasers pompe, isolateurs optiques, filtre optique, commande de température, stabilisation du gain.
Volume d'un module	$\sim 2 \times 1 \times 1$ cm ³ .	$\sim 12 \times 8 \times 1.5$ cm ³ .
Longueur du milieu de gain	0.25–1 mm [40].	0.1–30 m.
Perte d'insertion dans un milieu actif	~ 3 dB.	< 1.5 dB [41].
Temps de vie de l'état excité	~ 1 ns.	~ 10 ms pour Er^{3+} .
Largeur de bande de gain à 3 dB	~ 60 nm.	Généralement 35 nm pour Er^{3+} , étendue à 80 nm [37].
Gain maximum	~ 25 dB [40].	35–40 dB.
Puissance de saturation à 3 dB	~ 13 dBm [40].	~ 15 –20 dBm.
Sensibilité du gain à la polarisation	< 1 dB, dépend de la structure [40].	Insensible.
Sensibilité du gain à la température	Nécessite la stabilisation de la température.	Quasi insensible sur une plage de 100°C (verres de silice) [42].
Intermodulation	Oui, temps de vie de 1 ns.	Er^{3+} : aucune au dessus de 10 kHz.
Figure de bruit	6–8 dB [40].	4–5 dB pour l' Er^{3+} , dépend de la longueur d'onde de pompe.
Uniformité de la courbe de gain	Ondulations du gain: 0.2 dB ($R \leq 10^{-5}$ pour $G=30$ dB) [40].	Le gain est plus élevé à 1530 nm pour Er^{3+} . Requiert l'égalisation de la courbe de gain.

Tableau 2.1: Tableau comparatif de la mise en opération et des performances des amplificateurs optiques à semi-conducteurs et à fibre dopée.

2.2.1 Une description fonctionnelle

L'amplificateur optique à semi-conducteurs est formé d'un milieu de gain intégré dans une puce semi-conductrice. Un guide d'ondes confine la lumière afin d'obtenir un bon recouvrement du mode de propagation optique avec la zone de gain. La lumière, provenant d'une fibre optique, constitue le signal d'entrée. Elle doit être couplée, à l'aide de lentilles, à l'intérieur du guide d'ondes où elle est amplifiée. L'injection du courant d'alimentation de l'amplificateur se fait par l'électrode supérieure, qui sert de plot pour un fil de microsoudure. Une métallisation complète de la surface inférieure du composant rend possible le contact électrique avec un substrat d'interconnexion sous-jacent. Des revêtements antireflet aux facettes de la puce préviennent des oscillations indésirables (modes Fabry-Pérot). À la sortie de l'amplificateur, la lumière est recueillie par une lentille pour être réinjectée dans une fibre optique de sortie. À noter que la température de l'amplificateur doit être stabilisée.

2.2.2 Le gain optique

Le gain optique provient de processus quantiques qui surviennent dans la zone active du cristal de semi-conducteurs: l'inversion de population des bandes électroniques et l'émission stimulée de photons. L'inversion de population est réalisée lorsqu'il y a plus d'électrons dans la bande de valence qu'il ne devrait y en avoir pour une température donnée. Elle est causée par l'injection d'un courant électrique au travers de la jonction semi-conductrice de l'amplificateur. La densité des porteurs de charge (paires électron-trou) y varie selon le courant d'injection appliqué. Ainsi, lorsque l'on parvient à créer une population d'électrons libres dans la bande de conduction et une population de trous dans la bande de valence du semi-conducteur, un photon traversant ce milieu aura une certaine probabilité (ou section efficace) d'exciter la recombinaison d'un électron libre avec un trou. L'énergie libérée lors de la recombinaison se fait sous la forme d'un photon cohérent (de même fréquence et de même phase) avec le photon incident. Ce processus s'appelle l'émission stimulée.

Ainsi, pour un photon incident, le nombre de photons émis devient, par émissions stimulées successives, deux, puis trois ou quatre, et ainsi de suite jusqu'à ce qu'ils

ressortent du milieu actif du semi-conducteur. Un photon incident ayant donné naissance à un flux de 100 photons par émission stimulée aura donc été amplifié avec un gain de 20 dB.

Le gain d'un tel milieu amplificateur se modélise par une relation qui varie selon l'inversion de population. Pour les cristaux semi-conducteurs sans puits quantiques, le gain linéique g est proportionnel à la densité des porteurs libres dans la zone active du semi-conducteur et il est couramment exprimé en $[\text{cm}^{-1}]$.

$$g = a(n - n_0), \quad (2.1)$$

où a est la constante linéaire de gain et n est la densité de porteurs. n_0 est la densité de porteurs à la transparence, c'est-à-dire lorsqu'il y a équivalence entre l'absorption et l'émission stimulée (le gain linéique intrinsèque du milieu est alors nul)¹. L'absorption survient lorsqu'un photon possède assez d'énergie (plus grande que l'énergie de la bande interdite du semi-conducteur) pour créer une paire électron-trou suite à l'interaction avec le matériau. Bien entendu, il existe d'autres processus d'absorption, comme l'absorption du matériau des couches avoisinantes de la zone de gain, qui font qu'une perte nette sera observée lors d'un simple passage dans un semi-conducteur à la transparence ($n = n_0$).

L'allure de la courbe de gain d'un semi-conducteur est montrée à la figure 2.1. Elle diffère de celle d'un verre de silice dopé à l'erbium. Elle est environ deux fois plus large et plus uniforme. Sa forme est directement reliée à la probabilité d'occupation des bandes d'énergie du semi-conducteur. Un calcul du gain dans un matériau semi-conducteur, utilisant la théorie des bandes, est donné en détail dans les références [43, 44, 45].

2.2.3 Le bruit de l'amplificateur optique

Les performances de gain et surtout celles de bruit d'un amplificateur optique sont grandement influencées par l'émission spontanée de photons générés aléatoirement dans l'amplificateur. En effet, toute paire électron-trou créée est sujette à une transition spontanée. Tout comme l'émission stimulée, l'émission spontanée suit des lois quantiques et

¹Les constantes a et n_0 dépendent de la longueur d'onde et g peut également présenter une saturation due à la densité de puissance optique.

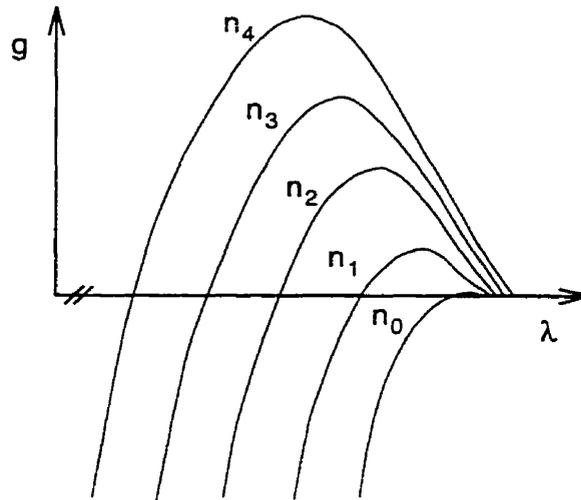


Figure 2.1: Représentation schématique du gain linéique g en fonction de la longueur d'onde λ et de la densité de porteurs n , où $n_4 > n_3 > n_2 > n_1 > n_0$. Selon Agrawal et Dutta, *Semiconductor Lasers*, seconde édition, Van Nostrand Reinhold, 1993, page 92.

un coefficient d'émission peut être calculé pour la structure de bande du semi-conducteur étudié. Les photons produits par émission spontanée dans un volume donné sont couplés dans le mode de propagation du guide d'ondes et se retrouvent amplifiés par le gain optique disponible. Il s'agit de l'émission spontanée amplifiée (ÉSA). Ainsi, un signal optique incident se retrouve à la sortie de l'amplificateur accompagné d'un large spectre de lumière non cohérente, produite par émission spontanée.

Il est possible de calculer les fluctuations des photons à la sortie de l'amplificateur et même, de prédire la variance du courant à la photodétection d'un signal amplifié. La théorie et le développement qui en découle sont présentés dans l'appendice B. Nous y montrons qu'en plus des composantes associées au bruit de grenaille, l'émission spontanée génère des composantes de battement entre le signal et le spectre d'émission spontanée. Les résultats que nous y présentons nous permettent de calculer le bruit d'intensité dans les architectures de distributions amplifiées optiquement (comme celles étudiées au chapitre 5).

2.2.4 La réflectivité des facettes

Lors de la conception d'un amplificateur optique à semi-conducteurs, une attention particulière doit être portée au contrôle de la réflectivité des facettes. En effet, la combinaison du gain optique et d'une rétroaction provenant de la réflectivité des facettes pourrait former un oscillateur laser. Il existe principalement trois méthodes pour réduire la réflectivité des facettes: le dépôt de revêtements antireflet sur ces dernières [46], la conception de facettes à angle [47] et la fabrication de zone de dispersion spatiale [48]. Ces méthodes sont souvent combinées pour obtenir de très faibles réflexions résiduelles, de l'ordre de 1×10^{-5} . Nous montrons, dans ce qui suit, l'effet des réflectivités des facettes sur la courbe de gain d'un amplificateur.

Si nous prenons comme simple modèle un milieu semi-conducteur ayant une densité de porteurs constante sur toute sa longueur ainsi que des coefficients de gain et d'absorption constants, nous pouvons calculer l'allure du spectre du gain optique. Pour calculer le gain d'un simple passage dans l'amplificateur (G_s), c'est-à-dire le gain que subit la lumière lorsqu'elle ne fait qu'un aller simple dans le milieu de gain, nous utilisons l'approximation suivante [49]:

$$G_s \simeq \exp[(\Gamma[a(n - n_0) - \alpha_a] - [1 - \Gamma]\alpha_c)L] , \quad (2.2)$$

où Γ est le facteur de confinement latéral du mode guidé, α_a et α_c sont respectivement les pertes d'absorption dans la zone active et dans la gaine. L est la longueur du composant.

Les deux facettes du milieu de gain G_s forment une cavité Fabry-Pérot. Les interférences causées par la cavité modulent donc le gain en fonction de la longueur d'onde. L'équation suivante décrit le spectre de gain $G(\lambda)$ du composant [50]:

$$G(\lambda) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_s\eta_c}{(1 - \sqrt{R_1 R_2}G_s)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}G_s \sin^2\left(\frac{2\pi\mu_g L}{\lambda}\right)} , \quad (2.3)$$

où $\eta_c = \eta_{c,in}\eta_{c,out}$ est l'efficacité de couplage totale combinant l'entrée et la sortie, R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion en intensité des deux facettes, μ_g est l'indice de groupe du mode guidé et λ est la longueur d'onde du signal. On remarque que la courbe de gain est modulée périodiquement dû à la fonction $\sin^2(x)$ du dénominateur et que l'amplitude de la modulation est régie par R_1 , R_2 et G_s . Notons que l'équation

précédente n'est valide que pour $\sqrt{R_1 R_2} G_s < 1$, c'est-à-dire sous le seuil d'oscillation laser. À la figure 2.2, nous présentons quelques courbes de gain sous différentes conditions où l'effet des réflexions peut être apprécié.

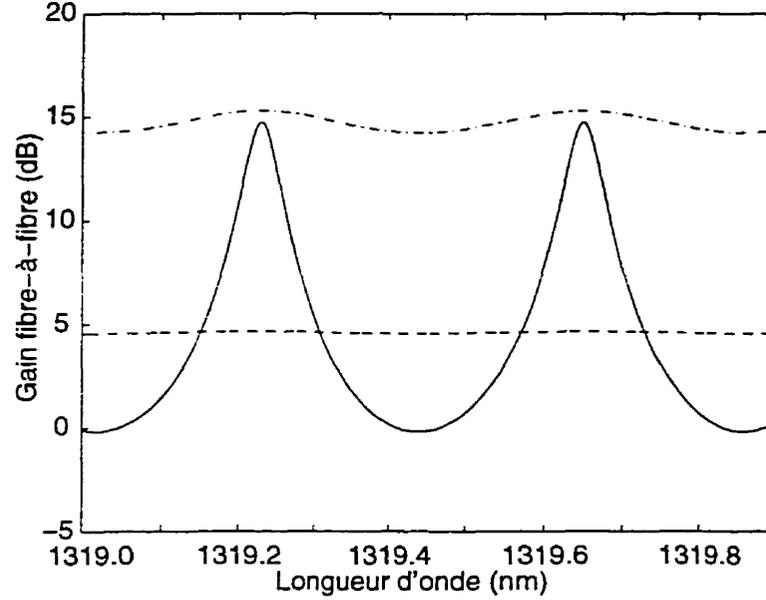


Figure 2.2: Calcul de l'effet combiné du gain de simple passage et des réflectivités des facettes. — : $R = 2.4\%$ et $G_s = 29$. - - - : $R = 0.02\%$ et $G_s = 29$. -.-.- : $R = 0.02\%$ et $G_s = 300$. $\eta_c = 0.1$ pour toutes les courbes.

L'amplitude ξ de l'ondulation de la courbe de gain peut être quantifiée avec l'équation (2.4) [51] et nous traçons, à la figure 2.3, quelques exemples.

$$\xi = \left(\frac{1 + \sqrt{R_1 R_2} G_s}{1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s} \right)^2. \quad (2.4)$$

Les quelques cas illustrés à figure 2.2 présentent des ondulations de 0.10 dB, 1.0 dB et 14.9 dB. Un amplificateur ayant des facettes d'une réflectivité provoquant une ondulation de plus de 10 dB sera dénommé un amplificateur Fabry-Pérot. Un amplificateur à ondes progressives présente des réflectivités de facettes inférieures telles que l'ondulation du gain est inférieure à 1 dB. Pour un gain de 20 dB, une ondulation résiduelle plus petite que 0.1 dB requiert des réflectivités aux facettes de 10^{-4} ou moins.

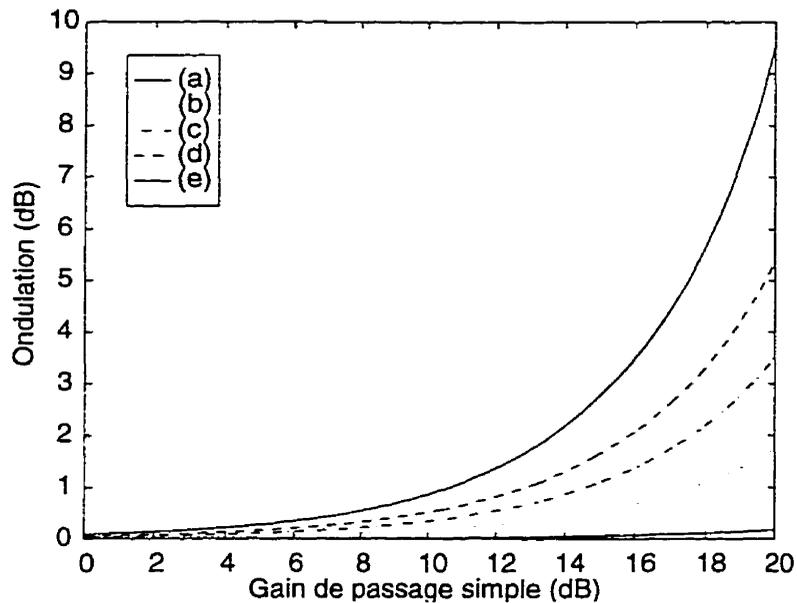


Figure 2.3: Calcul de l'ondulation de la courbe de gain selon plusieurs réflectivités ($R = (R_1 R_2)^{0.5}$), en fonction du gain de passage simple. (a) $R = 1 \times 10^{-4}$, (b) $R = 1 \times 10^{-3}$, (c) $R = 2 \times 10^{-3}$, (d) $R = 3 \times 10^{-3}$, (e) $R = 5 \times 10^{-3}$.

2.2.5 Le guidage optique dans l'amplificateur

Pour pouvoir être amplifiée avec une grande efficacité, la lumière doit être confinée dans la zone active de la jonction semi-conductrice. Un guide d'ondes procure le confinement nécessaire au signal optique selon les directions latérales et verticales.

Il existe des structures faiblement guidantes telles les guides d'ondes en créneau². Pour ce type de guide d'ondes, le profil latéral d'indice effectif de la zone active varie en définissant, au-dessus de cette dernière, une crête sur toute la longueur de l'amplificateur. Cette structure, en plus de permettre un confinement transversal du mode optique, va restreindre le courant d'injection sur un mince ruban. Nous avons dessiné cette structure à la figure 2.4 pour un amplificateur optique à semi-conducteurs dont le guide d'ondes présente un angle par rapport aux facettes (cet angle est généralement de 7 à 10 degrés).

Il existe également une autre famille de structures guidantes: les structures enfouies.

²En anglais: ridge waveguide.

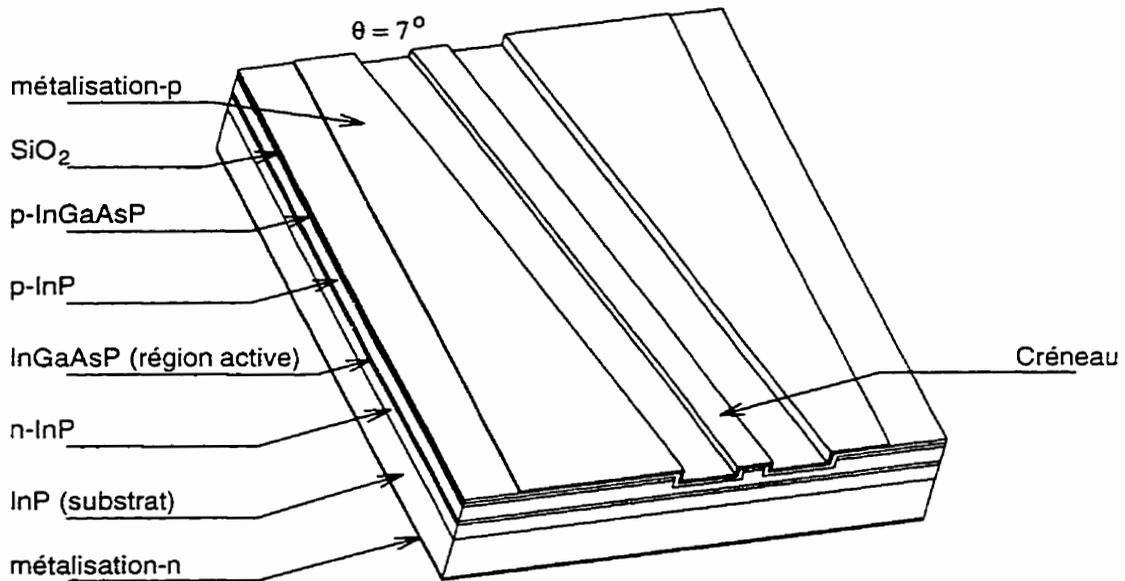


Figure 2.4: Représentation schématique d'un amplificateur optique à semi-conducteurs. Des semi-conducteurs des groupes III et V sont crûs par épitaxie pour créer la zone active. Une lithographie et une attaque chimique produisent le guide d'ondes à angle, de type créneau.

Ces structures offrent un confinement optique plus marqué grâce à un changement d'indice de réfraction plus important que dans le cas précédent, puisque la composition latérale du cristal semi-conducteur varie de façon plus abrupte pour former le guide d'ondes.

2.3 La modélisation d'un amplificateur optique à semi-conducteurs

La connaissance des différents mécanismes physiques de l'amplificateur optique à semi-conducteurs nous aide à établir le modèle de son comportement. Nous modélisons son régime statique à l'aide d'équations différentielles du premier ordre, d'une équation d'équilibre et de conditions aux limites. Pour cela, nous nous sommes inspirés des modèles proposés par C. D. Zaglanikis *et al.* [11], P. Brosseau [52], D. Marcuse [53], M. J. Adams *et al.* [54] et I. D. Henning *et al.* [49] ainsi que du modèle de laser à semi-conducteurs de G. P. Agrawal et N. K. Dutta [43].

2.3.1 Un modèle statique longitudinal

Notre travail a permis de calculer le régime statique d'un amplificateur optique à semi-conducteurs, lorsqu'il est soumis à un signal d'entrée et à un courant d'alimentation dont on connaît les valeurs moyennes. Pour ce faire, nous avons décomposé le milieu de gain en plusieurs segments afin de créer un modèle longitudinal, selon l'axe z (comme montré à la figure 2.5). Ce modèle rend possible le calcul des distributions longitudinales de densités de porteurs et de photons. Il peut donc prédire la valeur moyenne de l'émission spontanée et celle du signal amplifié à la sortie de l'amplificateur. De là, le gain de l'amplificateur peut être déduit.

Les simplifications que contient notre modèle statique longitudinal sont les suivantes:

- Le courant d'injection est continu.
- Le signal optique d'entrée est non modulé (on ne considère que sa valeur moyenne).
- Les signaux sont amplifiés avec le gain maximal du semi-conducteur.

- Le gain du matériau semi-conducteur varie linéairement avec la densité de porteurs, demeure constant avec l'énergie des photons et ne sature pas avec la densité de photons.
- L'absorption est indépendante de l'énergie et de la densité de porteurs.
- L'émission spontanée est traitée comme une intensité moyenne.
- L'énergie des photons d'émission spontanée est calculée à la longueur d'onde du signal.
- Les effets transversaux (en x et y) sont régis par le facteur de confinement optique.
- La diffusion des porteurs est ignorée.
- La polarisation n'est pas analysée, donc il n'y a qu'un seul mode (TE).
- Dans la cavité, la phase optique n'est pas prise en compte et le signal est traité comme une intensité.
- Les réflectivités aux facettes sont maintenues faibles pour préserver la validité du modèle.

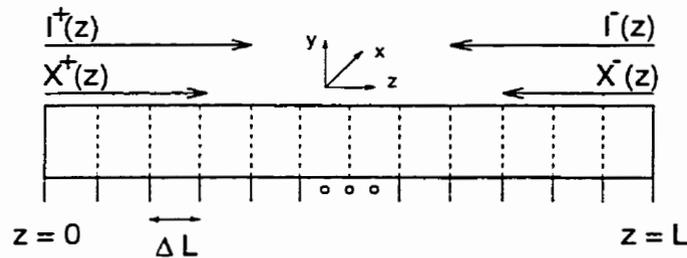


Figure 2.5: Maillage longitudinal d'un milieu de longueur L en N éléments de longueur ΔL . $I^\pm(z)$ est la densité moyenne de puissance du signal optique qui se propage dans l'amplificateur et $X^\pm(z)$ représente la densité moyenne de puissance de l'émission spontanée.

Dans ce qui suit, nous présentons les équations nécessaires à l'élaboration du modèle. En premier lieu, nous explicitons les équations du signal optique $I(z)$ et de l'émission

spontanée $X(z)$ dans le milieu de gain. Les unités de $I(z)$ et de $X(z)$ sont exprimées en $[W \cdot m^{-2}]$:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz}I^+(z) &= g(z)I^+(z), \\ \frac{d}{dz}I^-(z) &= -g(z)I^-(z),\end{aligned}\tag{2.5}$$

$$\begin{aligned}\frac{d}{dz}X^+(z) &= g(z)X^+(z) + \frac{\beta_{sp}R_{sp}(z)h\nu}{2}, \\ \frac{d}{dz}X^-(z) &= -g(z)X^-(z) - \frac{\beta_{sp}R_{sp}(z)h\nu}{2}.\end{aligned}\tag{2.6}$$

Ces quatre équations différentielles décrivent la propagation d'un photon dans le milieu de gain, en se référant à la convention de signes de la figure 2.5. La variation longitudinale de puissance est proportionnelle à la densité de photons qui subissent un gain ainsi qu'à l'émission spontanée du semi-conducteur. R_{sp} est le taux d'émission spontanée du matériau semi-conducteur et β_{sp} est le coefficient de couplage de l'émission spontanée dans le mode de propagation.

La densité de photons $S(z)$, en tout point de l'amplificateur, est donnée en $[m^{-3}]$. Elle provient de la somme des photons du signal et de l'émission spontanée, selon le théorème de superposition. Elle est dérivée à partir de l'intensité optique en tenant compte de la vitesse de groupe c/μ_g et de l'énergie des photons, $h\nu$. Elle est donnée par:

$$S(z) = [I^+(z) + I^-(z) + X^+(z) + X^-(z)] \left(\frac{\mu_g}{c}\right) \left(\frac{1}{h\nu}\right).\tag{2.7}$$

Les recombinaisons de type électron-trou et la génération de porteurs libres sont régies par une équation différentielle, qui, en régime statique, devient une relation d'équilibre. L'équation d'équilibre entre les porteurs de charge $n(z)$ et les photons $S(z)$ s'exprime en $[m^{-3} \cdot s^{-1}]$ comme suit:

$$\frac{I_{inj}}{qV} = [A_{nr} + Bn(z) + Cn^2(z)]n(z) + \frac{c}{\mu_g}g(z)S(z),\tag{2.8}$$

où V est le volume de la zone active ($V = WdL$ où W est la largeur et d est l'épaisseur). I_{inj} est le courant d'injection et q est la charge de l'électron. $A_{nr}n(z)$ correspond au taux de recombinaisons non radiatives. Le taux de recombinaisons Auger est représenté

par $Cn^3(z)$ et le taux d'émission spontanée R_{sp} [$m^{-3} \cdot s^{-1}$] dépend du coefficient B comme suit:

$$R_{sp}(z) = Bn^2(z). \quad (2.9)$$

Le gain linéique net que subit l'intensité optique guidée est exprimé selon [m^{-1}]:

$$g(z) = \Gamma[a(n(z) - n_0) - \alpha_a] - (1 - \Gamma)\alpha_c, \quad (2.10)$$

où Γ est le facteur de confinement transversal du mode optique, α_a , la perte du matériau de la zone active et α_c , la perte du matériau de la gaine (*cladding*).

2.3.2 L'algorithme de résolution du modèle

L'algorithme de calcul est basé sur la méthode de Runge et Kutta [55] pour résoudre numériquement le système d'équations différentielles linéaires de premier ordre (2.5) et (2.6). Des formules de quatrième et cinquième ordre sont employées avec un pas fixe.

Durant le calcul, la résolution doit satisfaire les conditions aux limites suivantes, exprimées en [$W \cdot m^{-2}$]:

$$\begin{aligned} I^+(0) &= (1 - R_1)I_{in} + R_1I^-(0), \\ I^-(L) &= R_2I^+(L), \\ X^+(0) &= R_1X^-(0), \\ X^-(L) &= R_2X^+(L). \end{aligned} \quad (2.11)$$

La première stipule que l'entrée du signal I_{in} dans l'amplificateur s'effectue à $z = 0$, là où l'on retrouve une facette de réflectivité R_1 .

Chaque passage d'intégration numérique nous donne les profils de l'émission spontanée $X^\pm(z)$ et du signal $I^\pm(z)$. Ensuite, l'équation polynomiale d'équilibre (2.8) permet d'évaluer en tout point la distribution de porteurs $n(z)$ et, par le fait même, de calculer $g(z)$. L'algorithme qui solutionne notre modèle mathématique est illustré à la figure 2.6.

La condition de convergence de l'algorithme est vérifiée sur le profil de gain $g(z)$. Un plus grand nombre de passages est nécessaire lorsqu'une puissance d'entrée sature le

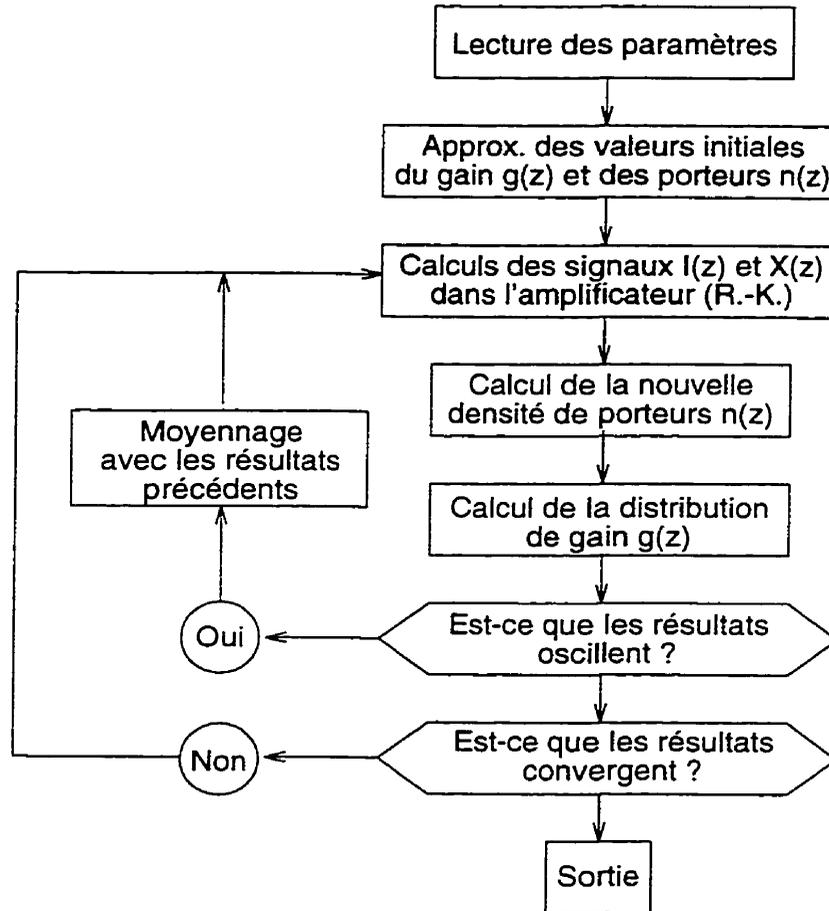


Figure 2.6: Algorithme de résolution numérique des équations différentielles du modèle de l'amplificateur optique à semi-conducteurs, basé sur la méthode de Runge et Kutta. Les calculs déterminent $I^\pm(z)$, $X^\pm(z)$, $n(z)$ et $g(z)$ à l'aide des équations 2.5 à 2.10.

gain de l'amplificateur. Dès que le calcul converge, le gain statique est alors déterminé à l'aide des valeurs obtenues pour $I(z)$, de la façon suivante:

$$G = \frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{I^+(L)(1 - R_2)}{I_{in}} \quad (2.12)$$

Finalement, la densité de puissance, exprimée en $[W \cdot m^{-2}]$ de l'émission spontanée amplifiée émise par l'amplificateur se calcule comme montré à l'équation (2.13):

$$\begin{aligned} X_{out}^+ &= X^+(L)(1 - R_2) \\ X_{out}^- &= X^-(0)(1 - R_1) \end{aligned} \quad (2.13)$$

2.3.3 Les simulations de l'amplificateur

Nous présentons ici les performances simulées à partir du modèle précédent. Nous donnons au tableau 2.2 les valeurs des paramètres utilisés, tirées principalement de [43]. Pour accomplir les calculs, nous avons codé notre modèle dans plusieurs fichiers-m que le programme MATLAB exécute. Ce programme a été conçu par la compagnie MathWorks.

Les résultats que nous présentons aux prochaines figures font suite au calcul des paramètres qui suivent:

- 1) Les profils longitudinaux:
 - Le profil des porteurs.
 - Le profil du gain linéique.
 - Les profils du signal et de l'émission spontanée amplifiée.
- 2) La saturation du gain:
 - L'effet de l'émission spontanée.
 - L'effet du courant d'injection de l'amplificateur.
- 3) Le gain en fonction du courant.

Paramètre de l'amplificateur	Symbole	Valeur	Unités
Matériau de la zone active	-	$\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}_{0.66}\text{P}_{0.34}$	-
Dimensions de la zone active	$W \cdot d \cdot L$	$0.2 \times 2 \times 500$	μm^3
Réfectivité des facettes	$R_1 = R_2$	1×10^{-4}	-
Indice de la zone active	μ	3.37	-
Indice modal effectif	$\bar{\mu}$	3.4	-
Indice de groupe	μ_g	4	-
Coefficient de gain	a	2.5×10^{-20}	m^2
Densité de porteurs à la transparence	n_0	1×10^{24}	m^{-3}
Pertes dans la zone active	α_a	4000	m^{-1}
Pertes dans la gaine	α_c	2000	m^{-1}
Facteur de confinement modal	Γ	0.3	-
Taux de recombinaisons non radiatives	A_{nr}	1×10^8	s^{-1}
Coefficient de recombinaisons radiatives	B	1×10^{-16}	m^3s^{-1}
Coefficient de recombinaisons Auger	C	3×10^{-41}	m^6s^{-1}
Facteur d'émission spontanée	β_{sp}	1×10^{-4}	-
Longueur d'onde d'opération	λ	1.3	μm

Tableau 2.2: Valeurs utilisées pour la simulation d'un amplificateur optique à semi-conducteurs à $1.3 \mu\text{m}$. à 25 degrés Celsius.

4) L'émission spontanée en fonction du courant.

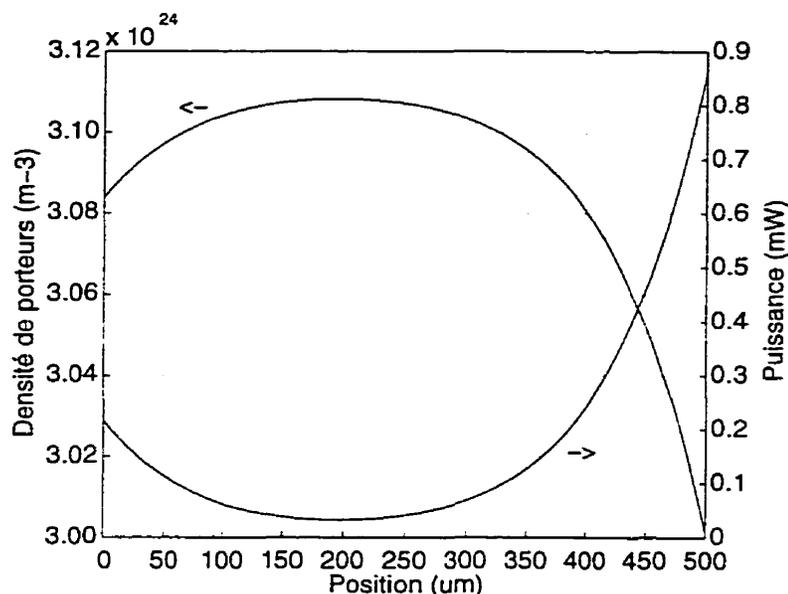


Figure 2.7: Calcul du profil longitudinal des porteurs dans l'amplificateur et sa relation avec le profil de l'intensité optique totale. $I_{inj} = 70$ mA. $P_{in} = -30$ dBm. $\beta_{sp} = 10^{-4}$.

Comme premiers résultats, illustrés aux figures 2.7 et 2.8, nous trouvons que le profil longitudinal de la densité de porteurs est décroissant vers la sortie de l'amplificateur (à $z = 500 \mu\text{m}$). Cela indique que les recombinaisons de type électron-trou (causées par émissions stimulées) ont lieu massivement à mesure que la densité de photons croît vers la sortie de l'amplificateur. Ensuite, puisque que le gain varie directement en fonction de la densité de porteurs, le même comportement est observé pour le coefficient de gain. La figure 2.9 montre comment se distribue la densité de photons de l'émission spontanée amplifiée et celle du signal. Nos résultats se comparent très bien aux profils obtenus par Durhuus *et al.* dans [56] où l'on peut voir les mêmes effets causés par une forte intensité du signal et de l'émission spontanée près des facettes. Il est intéressant de remarquer que la puissance qui ressort à la facette d'entrée (située à $z = 0 \mu\text{m}$) constitue un phénomène qui peut nécessiter l'emploi d'un isolateur optique afin d'en minimiser l'effet sur les composants qui précèdent un tel amplificateur installé dans un lien optique.

Les résultats que nous venons de présenter ci-haut permettent de comprendre la

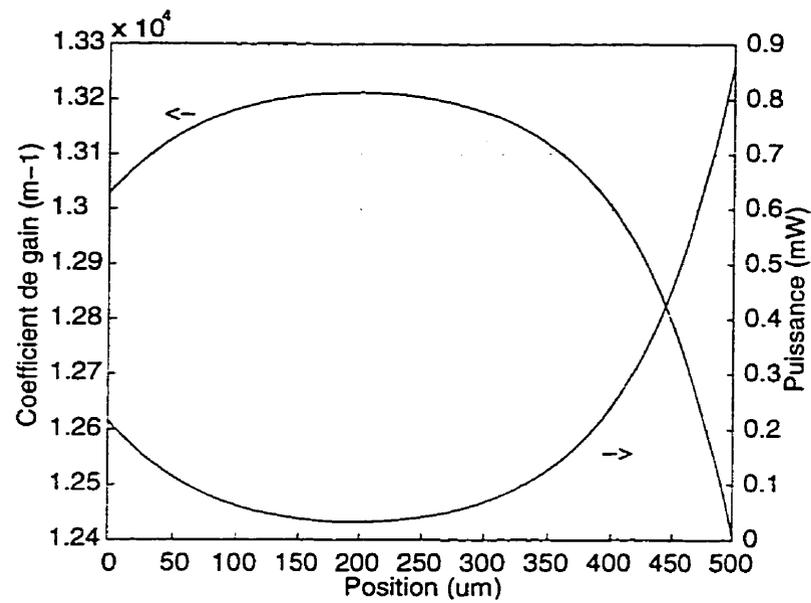


Figure 2.8: Calcul du profil longitudinal du coefficient de gain et profil d'intensité totale des signaux. $I_{inj} = 70$ mA, $P_{in} = -30$ dBm, $\beta_{sp} = 10^{-4}$.

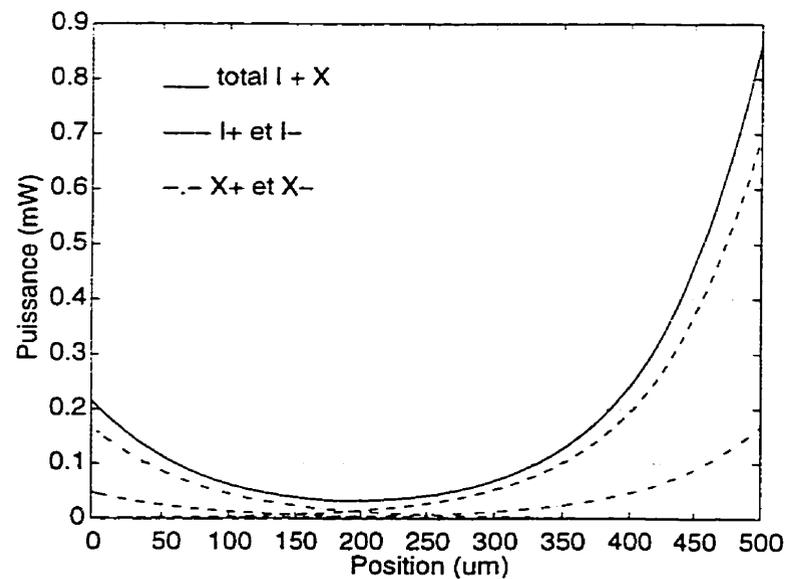


Figure 2.9: Calcul du signal $I^\pm(z)$ et de l'émission spontanée amplifiée $X^\pm(z)$. $I_{inj} = 70$ mA, $P_{in} = -30$ dBm, $\beta_{sp} = 10^{-4}$.

saturation du gain net de l'amplificateur en fonction de la puissance optique d'entrée et ce. à plusieurs courants d'injection (comme montré à la figure 2.10). Ainsi, en fonction de la puissance d'entrée P_{in} , le gain du composant demeure constant jusqu'à ce qu'une trop grande densité de photons vienne diminuer l'inversion de population suite à un taux de recombinaisons stimulées plus élevé. La puissance de saturation (celle à laquelle le gain du composant est diminué de moitié) semble diminuer en fonction du courant d'injection. On a également noté que la fraction de l'émission spontanée couplée dans le mode diminue le gain net disponible, puisqu'elle provoque des recombinaisons électrons-trous qui réduisent l'inversion de population.

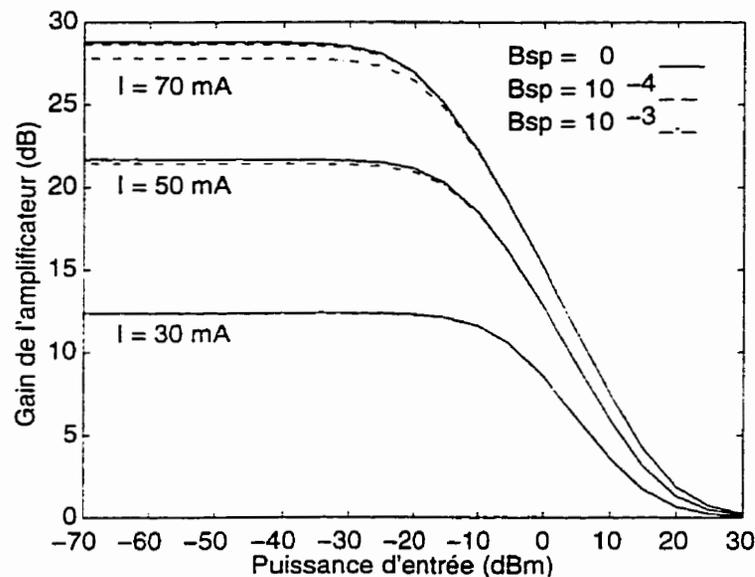


Figure 2.10: Saturation du gain net de l'amplificateur où l'on note l'effet du courant et de l'émission spontanée couplée.

Il est possible d'étudier le gain non saturé du composant en fonction du taux de pompage (figure 2.11). Il est intéressant de remarquer que le gain net est unitaire à un certain courant ($G = 0$ dB): le gain intrinsèque égale alors les pertes totales. En deçà de ce courant, l'amplificateur présente des pertes dues principalement à l'absorption. On voit ici l'attrait qu'offre l'amplificateur optique à semi-conducteurs pour la conception d'un interrupteur optique puisqu'il procure, en changeant son courant, une grande variation de son gain, et du coup, un rapport d'extinction élevé.

Comme nous pouvons l'imaginer, la puissance de l'émission spontanée amplifiée

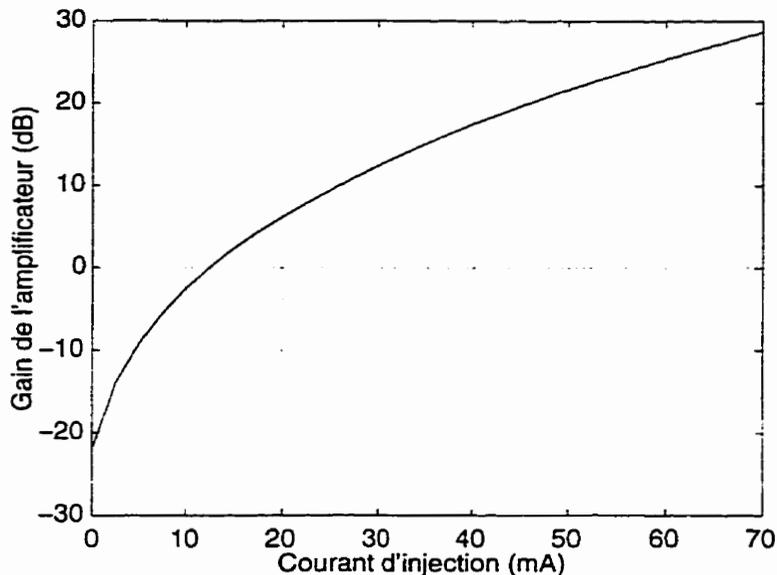


Figure 2.11: Calcul du gain net de l'amplificateur pour une entrée de faible puissance en fonction du courant d'injection.

dépend du courant d'injection, puisque le gain et le taux d'émission spontanée varient par le biais de la densité de porteurs. C'est ce que nous obtenons lors de la simulation présentée à la figure 2.12 où l'on compare nos résultats à une mesure effectuée sur un composant réel (les détails sur les mesures sont donnés à la section 3.4).

En conclusion, notre modèle est opérationnel quant à son fonctionnement et les résultats que nous obtenons nous semblent cohérents. Bien sûr, une optimisation des paramètres pourrait être faite afin d'approcher le plus possible des performances d'un composant en particulier. Le modèle développé pourrait permettre la conception d'amplificateurs ayant des performances maximisées (telles la puissance de saturation ou le gain) selon leur longueur et leur courant d'opération. Deux directions pourraient être empruntées afin de raffiner notre modèle: tenir compte des réflexions aux facettes ou encore ébaucher un modèle dynamique. Par contre, le modèle statique que nous avons développé est suffisamment juste pour étudier les caractéristiques de bruit de l'amplification, à condition de pouvoir déterminer la statistique des photons à la sortie de l'amplificateur. C'est ainsi qu'au chapitre 5, nous employons notre modèle afin d'optimiser le rapport signal sur bruit d'une architecture de distribution optique arborescente.

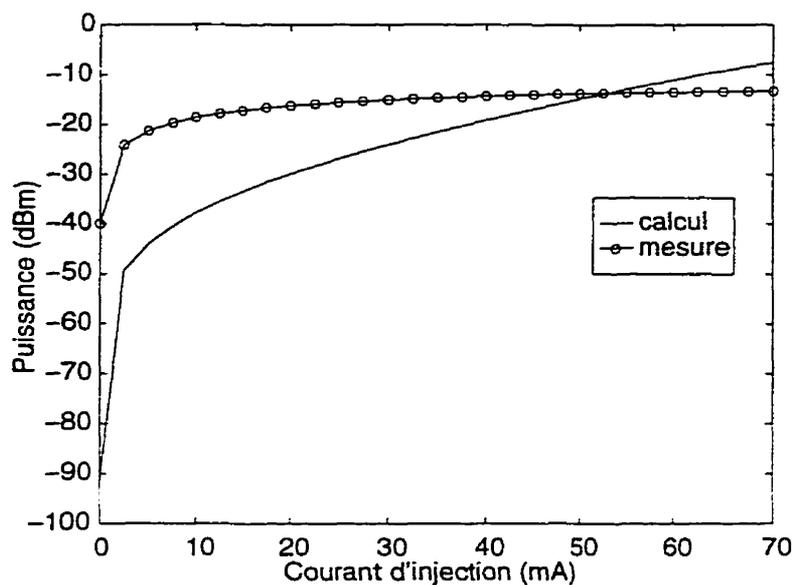


Figure 2.12: Calcul de l'émission spontanée à la sortie d'un amplificateur optique, en fonction de son courant d'injection, et comparaison avec une mesure.

Dans le chapitre qui suit, nous poursuivons notre étude des composants photoniques. Nous présentons les résultats de nos mesures effectuées lors de la caractérisation de coupleurs, de transmetteurs et d'amplificateurs optiques.

CHAPITRE 3

LA CARACTÉRISATION DES COMPOSANTS PHOTONIQUES

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de la caractérisation de composants photoniques servant à la distribution de signaux optiques. La mesure des pertes optiques et de l'uniformité du déphasage micro-onde est rapportée pour deux séparateurs de puissance $1 \times N$. De plus, les performances d'assemblages optoélectroniques sont vérifiées expérimentalement: deux modules comprenant un laser à semi-conducteurs, ainsi que trois assemblages d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont étudiés.

3.1 La caractérisation de coupleurs $1 \times N$

À la lumière des définitions présentées à la section 1.2.1, nous avons étudié les coupleurs optiques SFS 1X4-1310-P (1×4) et SFS 1X8-1310-P (1×8) de la compagnie Canstar. Un examen visuel interne nous a révélé qu'ils ont été fabriqués par concaténation de coupleurs fusionnés 2×2 dont un accès est inutilisé. Chaque dispositif est monté

dans un boîtier de 177 mm × 88 mm × 10.3 mm et est muni de connecteurs FC/PC à ses ports d'entrée et de sortie. Les deux coupleurs sont montrés respectivement aux figures 3.1 et 3.2. La combinaison de ces deux coupleurs permet de simuler un réseau de distribution restreint de 1 × 32.

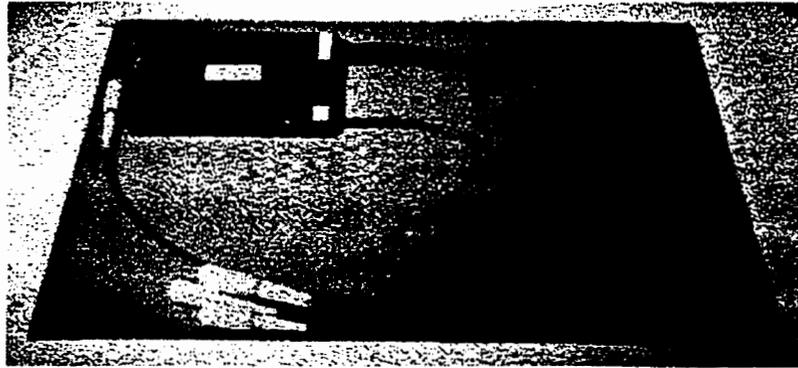


Figure 3.1: Coupleur SFS 1X4-1310-P fabriqué par la compagnie Canstar.

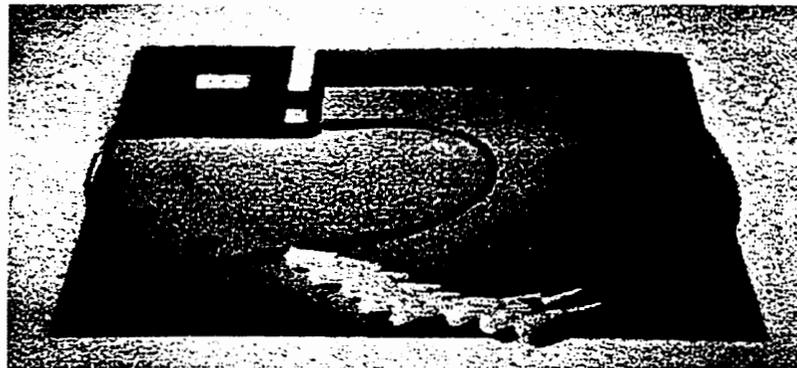


Figure 3.2: Coupleur SFS 1X8-1310-P fabriqué par la compagnie Canstar.

3.1.1 Notre méthode de mesure des pertes des coupleurs

Le calcul d'une perte quelconque demande la connaissance précise d'un niveau de puissance (sortie) relativement à un autre (entrée). L'usage d'une procédure d'étalonnage est tout à fait indiqué afin d'obtenir directement la valeur de la perte lors de la lecture de l'instrument de mesure.

La majorité des multimètres optiques disponibles sur le marché permettent d'étalonner leurs lectures avec un signal de puissance connue et d'offrir les mesures subséquentes sur une échelle graduée en décibels. Dans notre cas, nous avons plutôt opté pour l'utilisation de l'analyseur de réseau optique HP 8703A de la compagnie Hewlett Packard. Sa procédure d'étalonnage est automatisée, autant pour mesurer des pertes de transmission que de réflexion. De plus, cet appareil peut nous révéler de l'information sur la phase d'un signal hyperfréquence. L'analyseur de réseau optique HP 8703A est.

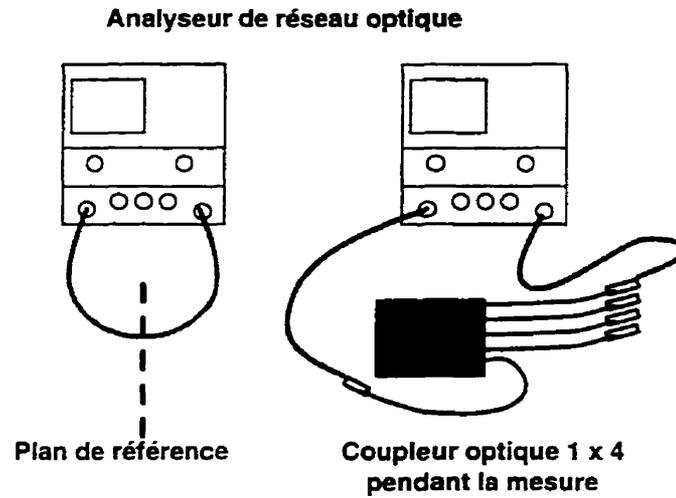


Figure 3.3: Représentation schématique de la mesure des pertes et du déphasage d'un coupleur à l'aide de l'étage optique de l'analyseur de réseau (à droite). À gauche, l'étalonnage de l'appareil est illustré.

de prime abord, un instrument de mesure du domaine micro-onde opérant de 130 MHz à 20 GHz qui comporte deux accès électriques d'excitation/mesure. L'étalonnage micro-onde de cet appareil se fait avant toute mesure, à l'aide de trois charges de référence: un court-circuit, un circuit ouvert et une charge adaptée de 50 ohms. Le composant à tester est par la suite branché aux accès de l'appareil. Les informations qui sont retirées de la mesure sont l'amplitude et la phase des coefficients de transmission et de réflexion, sur une plage donnée de fréquences. En résumé, cet appareil permet d'acquérir les réponses en fréquence (en transmission et en réflexion) d'un composant inséré entre ses deux ports de mesure, tel qu'illustré à la figure 3.3.

En ce qui concerne les mesures du domaine optique, cet appareil peut combiner un

S	E n t r é e					
	1	2	3	4	5	
o	1	15.6	6.4	7.1	6.5	6.9
r	2	6.3	>22.5	>46.0	>46.3	>46.3
t	3	7.1	>46.0	>22.7	>46.4	>46.0
i	4	6.5	>46.0	>46.4	>22.6	>46.3
e	5	6.9	>46.7	>46.0	>46.0	>22.8

Tableau 3.1: Matrice des pertes du coupleur SFS 1X4-1310-P, à $\lambda = 1.32 \mu\text{m}$ et à $f_m = 5.3 \text{ GHz}$. Les unités sont en dB.

de ses accès électriques à un transmetteur électro-optique (un laser à semi-conducteurs Fabry-Pérot émettant à $1.32 \mu\text{m}$ couplé à un modulateur externe de type Mach-Zehnder) et l'autre à un récepteur optique à large bande (une photodiode p-i-n), tous deux intégrés dans l'instrument. Il est ainsi possible de vérifier la valeur des pertes de transmission et de réflexion d'un composant optique quelconque, pour une porteuse optique modulé par un signal hyperfréquence. L'analyseur de réseau optique se révèle utile pour accomplir des mesures directes en réflexion, car un coupleur directionnel et une procédure d'étalonnage sont déjà incorporés dans l'appareil. Notons qu'il est aussi possible d'utiliser une source optique externe de notre choix, au lieu du laser Fabry-Pérot.

La mesure des pertes a été effectuée en respectant les principes illustrés à la section 1.3. Pour les mesures de directivité et de rétro réflexion, les réflexions parasites provenant des connecteurs inutilisés ont été réduites à l'aide d'une goutte de glycérine apposée sur l'extrémité de chacun d'eux.

3.1.2 Les résultats de la mesure des pertes

Nous n'avons pas constaté de dépendance des pertes des séparateurs en fonction de la fréquence de modulation du signal optique sur la plage de 130 MHz à 20 GHz. Cela était prévisible parce que la fibre optique offre une très grande largeur de bande (voir la section 1.1.1). Le tableau 3.1 résume, sous forme de matrice des pertes, les mesures prises pour le coupleur 1×4 avec un signal optique modulé à 5.3 GHz.

		E n t r é e								
		1	2	3	4	5	6	7	8	9
S o r t i e	1	>21.9	9.9	10.3	10.9	10.1	9.9	9.9	9.8	10.2
	2	10.0	>22.3	51.9	52.9	50.1	52.0	51.9	52.1	52.2
	3	10.5	51.7	>22.3	53.4	51.3	52.8	52.6	52.8	52.9
	4	11.2	52.3	52.9	11.5	51.5	52.9	52.9	53.0	53.0
	5	9.9	50.2	51.1	52.1	>22.9	51.7	51.7	51.9	51.9
	6	10.2	52.2	53.1	53.9	51.8	>23.0	51.6	52.1	51.2
	7	10.3	51.8	52.5	53.2	51.8	51.3	>22.9	51.8	51.0
	8	10.1	51.8	52.5	53.2	51.8	51.4	51.4	>22.9	51.0
	9	10.0	51.8	52.5	53.1	51.8	50.1	50.6	50.9	>22.9

Tableau 3.2: Matrice des pertes du coupleur SFS 1X8-1310-P, à $\lambda = 1.32 \mu\text{m}$ et à $f_m = 5.3 \text{ GHz}$. Les unités sont en dB.

Les mesures réalisées à l'analyseur sont limitées à une certaine plage dynamique dans le domaine électrique. Le plancher de bruit de la mesure ne permettait pas de mesurer plus de 46 dB de pertes optiques. C'est pourquoi la matrice indique que les directivités du coupleur sont meilleures que 46.0 dB. Aussi, les fortes valeurs de rétro-réflexion autour de 22 dB sont possiblement limitées par ce même plancher de bruit. Pour le coupleur 1×4 , on notera, du reste, la rétro-réflexion intense du port d'entrée 1. Dans le cas du coupleur 1×8 , un autre détecteur, d'une sensibilité de -90 dBm , est étalonné et utilisé pour mesurer la directivité afin d'obtenir des valeurs plus exactes (voir le tableau 3.2).

Au tableau 3.2, on note que la mesure du port de sortie 4 dévoile une très forte rétro-réflexion. Ce problème a des répercussions négatives sur les pertes d'insertion PI_{41} et PI_{14} . Cette rétro-réflexion pourrait être causée par un mauvais connecteur, mais nous n'avons pas vérifié cette hypothèse.

Nous comparons au tableau 3.3 les résultats d'ensemble obtenus lors de nos mesures avec les spécifications et les mesures du manufacturier. On y constate que les pertes d'insertion mesurées sont légèrement plus élevées que celles données par le fabricant. Ceci peut être expliqué par le fait que les manufacturiers caractérisent les pertes de

	PI_{max}	U	D_{min}	R_{min}
SFS 1X4-1310-P typique	7.0	< 1.0	50	—
SFS 1X4-1310-P #1040 fabricant	6.5	0.7	—	—
SFS 1X4-1310-P #1040 nos mesures	7.1	0.8	> 46.0	15.6
SFS 1X8-1310-P typique	10.5	<1.5	50	—
SFS 1X8-1310-P #1041 fabricant	10.1	1.0	—	—
SFS 1X8-1310-P #1041 nos mesures	11.2	1.3	50.1	11.5

Tableau 3.3: Comparaison entre les mesures des pertes et les données du fabricant à $1.32 \mu\text{m}$. Les pertes sont données en dB.

leurs produits avant d'y installer les connecteurs, comme le suggère la norme GR-1209-CORE de Bellcore [32]. Il est donc important de tenir compte des caractéristiques du connecteur désiré lorsque vient le temps de consulter les spécifications d'un coupleur.

3.1.3 La mesure du déphasage micro-onde

Nous avons vu à la section précédente que les coupleurs $1 \times N$ séparent la puissance d'un signal incident. Qu'advient-il de la phase électrique? L'analyseur de réseau HP 8703A nous sert pour mesurer le déphasage qui accompagne toute perte d'insertion d'un coupleur. Nous notons le déphasage d'insertion $\Delta\phi_{ij}$, où i est le port de sortie et j est le port d'entrée. Le montage de la figure 3.3 est de nouveau utilisé. Les résultats de cette mesure ainsi que celle des pertes d'insertion se trouvent à la figure 3.4 sous forme de diagrammes polaires. À la section 1.1.3, nous avons présenté l'effet d'un délai de propagation sur la phase micro-onde d'un signal optique modulé. La dépendance de la phase à la longueur de parcours dans la fibre explique la présence de différents retards de phase, observés pour chaque perte d'insertion PI_{i1} du coupleur. L'uniformité du déphasage pour l'entrée $j = 1$, $U_{\phi,j} = \max(\Delta\phi_{ij}) - \min(\Delta\phi_{ij})$, du coupleur 1×4 est de 108° et celle du coupleur 1×8 est de 63° . La non-uniformité du déphasage d'insertion est compréhensible, puisque que le fabricant n'a possiblement pas ajusté au dixième de millimètre près la longueur des fibres optiques utilisées. La mesure de déphasage obtenue correspond bien entendu à plusieurs cycles à la fréquence de 5.3 GHz. Par

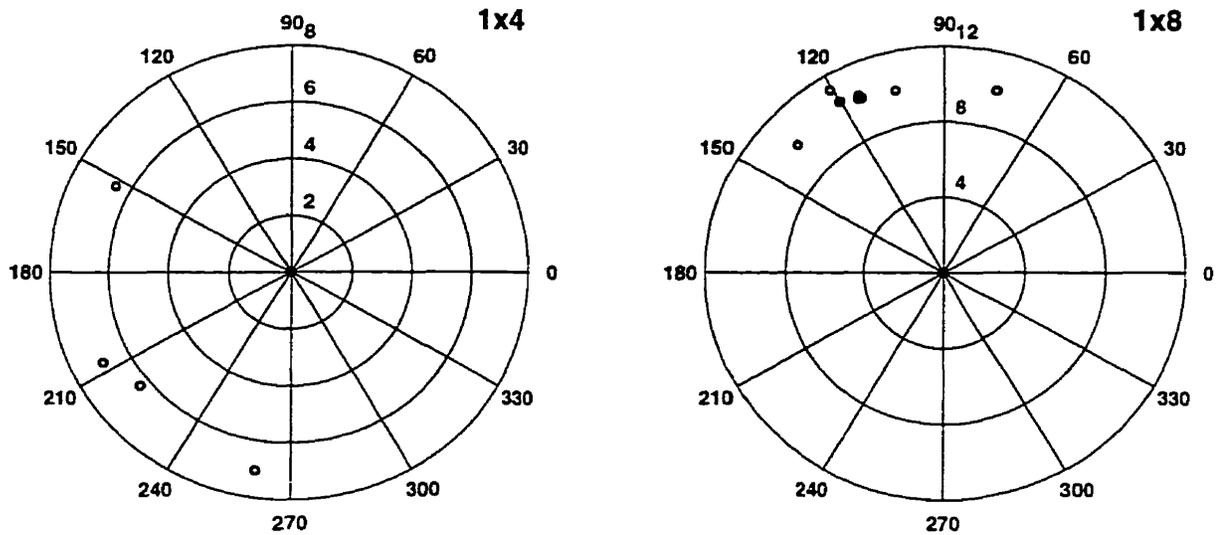


Figure 3.4: Représentation polaire du déphasage micro-onde (échelle azimutale en degrés) et de la perte d'insertion optique (échelle radiale en dB) mesurés pour chaque branche des coupleurs 1×4 et 1×8 . Les mesures sont faites à 5.3 GHz.

exemple. à cette même fréquence. on calcule, avec l'équation (1.1), qu'un déphasage d'un cycle est causé par une longueur de fibre de 38.5 mm. ce qui nous donne une idée de la variation de longueur entre les fibres optiques du coupleur. Pour lever l'ambiguïté due au fait que notre mesure fournit un déphasage modulo 2π , il nous faudrait répéter la mesure à une autre fréquence.

Suite à cette mesure de phase, nous constatons que les manufacturiers ne se soucient pas vraiment de la longueur précise des fibres de leurs séparateurs de puissance. Dans notre application de distribution de signaux radars, le délai optique entre les accès est critique (sinon il faut le compenser avec un délai électrique). Il s'agit donc d'une contrainte qu'il faut inclure dans la conception d'une antenne réseau à commande optique.

Dans ce qui suit, nous présentons des résultats de caractérisation des composants actifs que nous avons assemblés.

3.2 Le laser à semi-conducteurs opéré en mode continu

L'emploi de sources lasers nous est nécessaire pour étudier expérimentalement un réseau de distribution à échelle réduite incorporant des amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Afin d'obtenir des mesures précises, la puissance et la longueur d'onde d'émission du laser se doivent d'être stables et ajustables. Cela est obtenu avec des boucles d'asservissement de la température et de commande de courant des lasers.

Les composants lasers dont nous disposons se présentent sous forme de micro-assemblages. Nous avons choisi un laser à semi-conducteurs à feedback distribué (DFB)¹ émettant à 1319 nm, fabriqué par Nortel Networks à Ottawa. Cette longueur d'onde coïncide avec le maximum de la courbe de gain des amplificateurs du réseau de distribution. Cette puce laser à puits quantiques multiples (MQW)² est montée sur un substrat en cuivre recouvert d'une plaquette de céramique. Une thermistance est intégrée sur la plaquette pour le contrôle de la température. Ce laser n'est pas conçu pour être modulé à très haute fréquence. Nous avons élaboré quelques techniques de mise en boîtier afin de rendre ce laser compatible avec nos instruments de mesure et notre réseau de distribution fibré. Les détails de l'assemblage du module sont décrits à l'appendice A.2.

3.2.1 Les performances du module laser

Nous utilisons des circuits électroniques de commande de courant et d'asservissement de température pour mettre en marche le module que nous avons conçu. Nous avons mesuré la caractéristique lumière-courant du module (courbe $L-I$), son spectre optique ainsi que la dépendance de sa longueur d'onde en fonction de son courant d'injection. Pour tous les cas, la température de la thermistance était maintenue à 25°C .

En premier lieu, la caractéristique $L-I$ nous permet de déterminer la plage d'opération en courant du module. Nous l'avons mesurée après la mise en boîtier et nous l'avons comparée avec la puissance totale disponible à la facette, mesurée au préalable. Le coefficient de couplage de notre assemblage, qui utilise une fibre optique à bout effilé.

¹En anglais: distributed feedback.

²En anglais: multiple quantum well.

est de 16.9%. La courbe est présentée à la figure 3.5. Nous avons noté que le courant de seuil laser se situe à 33 mA et que l'efficacité de conversion de l'assemblage est de 0.025 W/A à 70 mA. La saturation observée sur la courbe $L-I$ est causée par un échauffement thermique de la jonction du laser.

L'efficacité de couplage s'est dégradée quelque peu par la suite. La journée suivante, l'efficacité est passée à 13.1%, deux jours après, elle était encore à 13.0% mais après neuf jours, elle s'est stabilisée à 9.6%. La dégradation de l'alignement optique s'explique par une mauvaise polymérisation de l'époxy UV qui résulte en une sensibilité aux chocs mécaniques. Nous avons quand même atteint notre but de coupler environ 10% de la lumière, ce qui nous a permis d'obtenir plus de 1 mW dans la fibre.

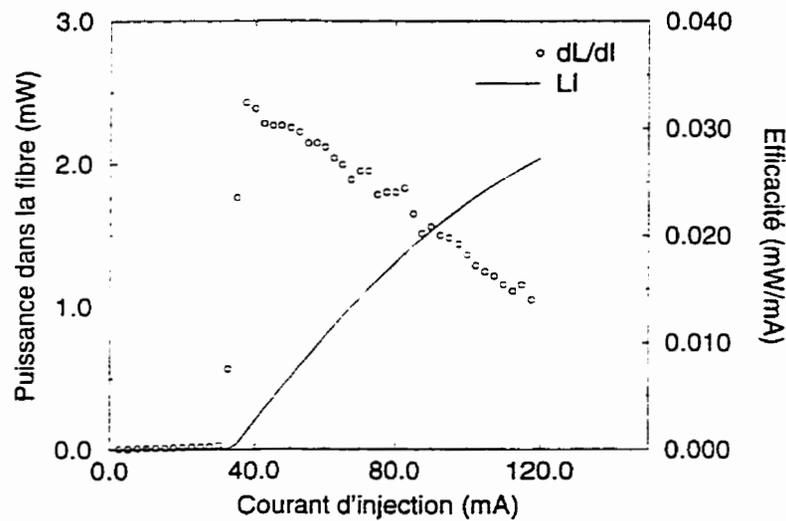


Figure 3.5: La caractéristique $L-I$ et $dL-dI$ du module laser à opération continue émettant à 1319 nm, mesurée suite à l'assemblage. $I_{th} = 33$ mA et $\eta_{70mA} = 0.025$ W/A. $T = 25$ degrés Celsius.

Nous avons également vérifié que le laser émettait bien sur un seul mode. À la figure 3.6, nous donnons le spectre optique du laser DFB mesuré à l'analyseur de spectre optique HP 70951A. La suppression des modes secondaires est de 41.5 dB. Notons qu'un atténuateur optique était présent à la sortie du laser.

Nous désirons utiliser ce module pour mesurer la courbe de gain des amplificateurs

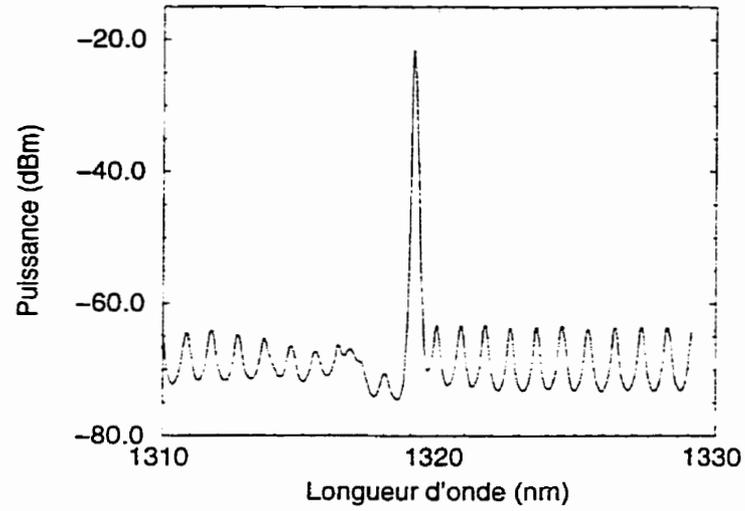


Figure 3.6: Spectre optique du module laser à opération continue émettant à 1319.1 nm à 25 degrés Celsius et $I_{inj} = 49.7$ mA.

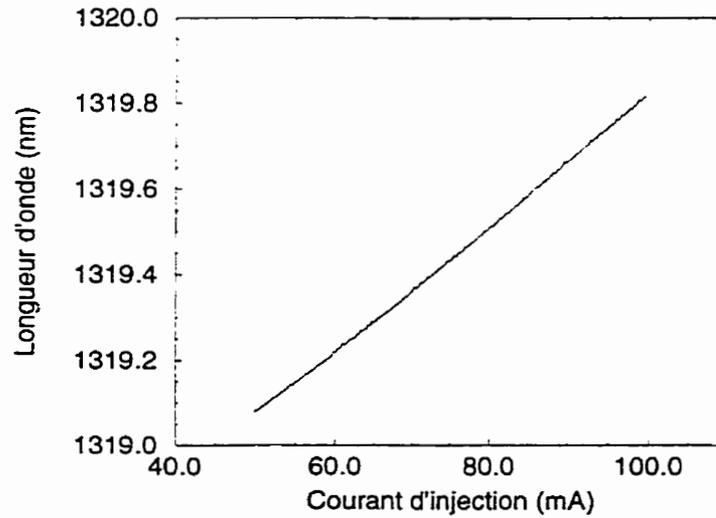


Figure 3.7: La caractéristique λ - I du module laser à opération continue, mesurée à 25 degrés Celsius.

optiques. Pour cela, nous avons préalablement mesuré la caractéristique « longueur d'onde-courant » du laser. Nous balayons la longueur d'onde du laser en variant son courant d'injection grâce à un circuit de commande automatisé sur le bus IEEE-488. Nous avons employé le lambdamètre 20-VIS de Burleigh afin de réaliser la mesure. Le résultat est présenté à la figure 3.7. La longueur d'onde peut être variée sur une plage de 0.8 nm selon un coefficient de +0.015 nm/mA. Ici encore, la relation n'est pas parfaitement linéaire puisque la zone active du laser a tendance à chauffer lorsque le courant d'injection est élevé.

3.3 Le laser à semi-conducteurs à modulation directe

Un deuxième transmetteur, comprenant un laser à semi-conducteurs, a été conçu pour être modulé en amplitude par son courant d'injection à des fréquences micro-ondes. Cette modulation a l'avantage d'être réalisable à moindre coût que la modulation externe. Le laser DFB choisi offre de bonnes performances à haute vitesse de modulation. Les explications de la mise en boîtier de ce laser sont données à l'appendice A.3.

Le laser est modulé en superposant un signal micro-onde au courant d'injection avec l'emploi d'un T de polarisation. Le T de polarisation comporte deux entrées et une sortie. L'une des entrées est capacitive pour laisser passer les hautes fréquences et bloquer le courant continu. L'autre entrée est inductive, donc elle laisse passer le courant continu et bloque les hautes fréquences. Le principe de la modulation directe est décrit à la section 4.2.1.

Le faisceau optique du laser est injecté dans une fibre optique à l'aide d'un assemblage lentille-isolateur-lentille de la compagnie E-TEK. L'isolateur optique, situé entre les deux lentilles de couplage, prévient les rétroréflexions externes grâce à ses 63 dB d'isolation. Dans ce cas-ci, l'efficacité du couplage entre le laser et la fibre optique est d'environ 33%, ce qui est supérieur aux résultats obtenus avec des fibres à bout effilé, grâce à l'ouverture numérique élevée des lentilles.

3.3.1 Les performances du module laser

Le laser DFB opère à 1309 nm et est monomode. Il possède un courant de seuil de 27 mA et fournit une puissance totale par facette de 12 mW pour un courant continu de 80 mA. Sa courbe $L-I$ est présentée à la figure 3.8 (a). De la courbe $L-I$, nous avons calculé la caractéristique dL/dI . On remarque que l'efficacité décroît à haut courant en raison d'un échauffement de la jonction.

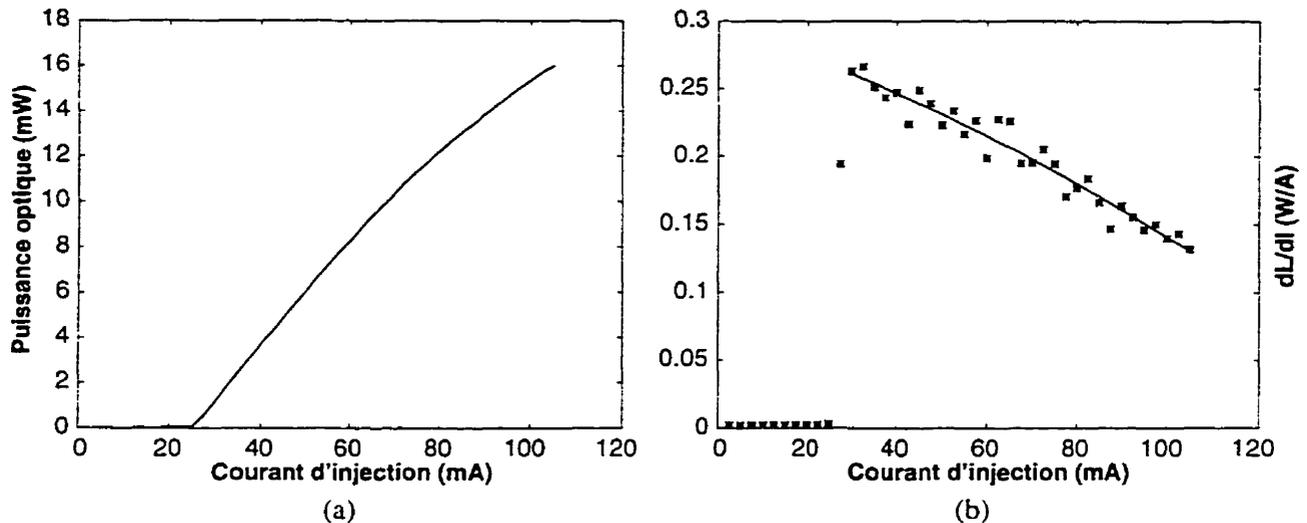


Figure 3.8: (a) La caractéristique $L-I$ et (b) dL/dI de la puce laser émettant à 1309 nm. La mesure est prise à la température de la pièce.

Puisque ce laser est destiné à la modulation directe en intensité, nous avons mesuré sa réponse en fréquence à petit signal à l'aide de l'analyseur de réseau HP 8703A. Le résultat est donné à la figure 3.9. Pour un courant de polarisation de 80 mA, le laser démontre une largeur de bande à -3 dB de 7.5 GHz.

La fréquence de résonance observable dans la réponse est due aux oscillations de relaxation du laser, elle limite la vitesse de modulation. Cette résonance est amortie et décalée vers les hautes fréquences lorsque la puissance de sortie de la diode est augmentée. Moduler un laser à semi-conducteurs à la fréquence de résonance doit être évité parce que son bruit d'intensité relatif (RIN)³ est très prononcé dans cette

³En anglais: relative intensity noise.

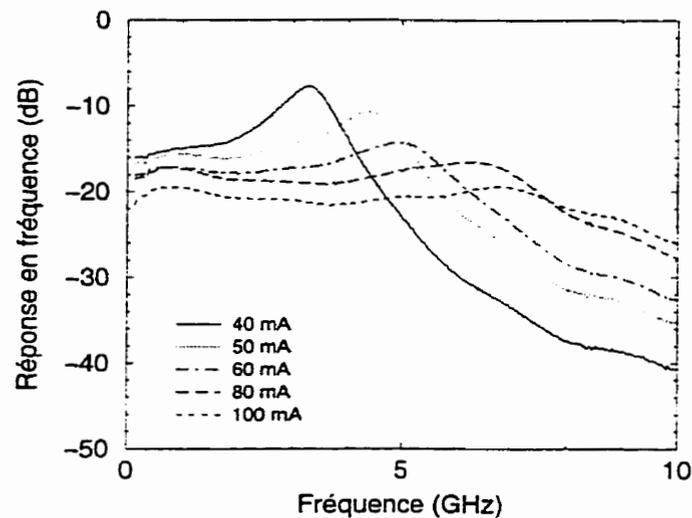


Figure 3.9: La réponse en fréquence du module laser micro-onde émettant à 1309 nm, pour différents courants de polarisation. La rendement du module laser est exprimé en dB. $\text{dB} = 20 \log(\text{amplitude}/(1\text{W}/\text{A}))$.

région [57]. Dans notre cas, un courant continu de 80 mA semble un bon choix pour transmettre un signal à 5.3 GHz. Nous remarquons que la réponse à basse fréquence (130 MHz) diminue suite à l'augmentation du courant d'injection, tout comme nous l'avons observé au graphique 3.8 (b).

Puisque la diode laser n'est pas adaptée à l'impédance de la source micro-onde (50 ohms), il y a des réflexions électriques appréciables. Nous avons mesuré le paramètre de réflexion à petit signal de notre module. L'amplitude relative des réflexions est de -1.8 dB à 5.3 GHz (figure 3.10). L'adaptation d'impédance, qui réduirait les réflexions, pourrait être résistive (à large bande) ou réactive (à faible bande). Dans notre cas, l'adaptation d'impédance réactive a été étudiée mais n'a pas été implantée avec succès. Avec ce laser, elle permettrait théoriquement de sauver 4 dB au budget de puissance d'un lien optique par un transfert maximal de puissance entre la source électrique et le laser à semi-conducteurs.

Nous concluons ici les deux sous-sections sur la mesure de lasers à semi-conducteurs. Deux transmetteurs optiques ont donc été fabriqués: un pour être opéré en régime

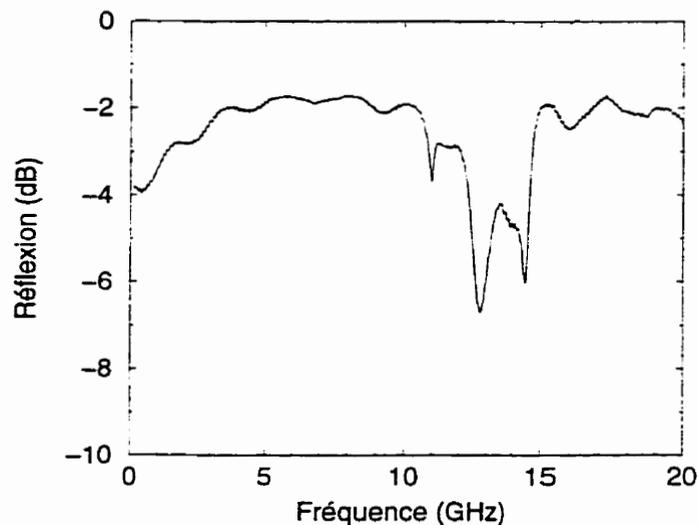


Figure 3.10: La mesure du paramètre de réflexion à petit signal du module laser micro-onde émettant à 1309 nm. Le courant de polarisation du laser est de 50 mA.

continu et un autre pour la modulation à haute fréquence. Ils ont été caractérisés par différentes mesures (courbes $L-I$, $\lambda-I$, spectre optique et réponse en fréquence). Lors de la mise en boîtier de ces composants optoélectroniques, il a fallu tenir compte, entre autres, du couplage de la lumière entre la fibre optique et le guide d'ondes en semi-conducteurs, de l'injection de courant et du contrôle de température. Ces transmetteurs nous serviront lors de la caractérisation d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs et de liens optiques.

3.4 L'amplificateur optique à semi-conducteurs

Nous avons eu à notre disposition six (6) cristaux amplificateurs optiques à semi-conducteurs fabriqués dans les laboratoires de Nortel Networks à Ottawa. Ils opèrent dans la fenêtre des télécommunications à $1.3 \mu\text{m}$. Ils ont été conçus à l'aide d'une technologie de croissance épitaxiale de type MOCVD⁴ sur un substrat de phosphure d'indium dopé négativement (n-InP). Leur zone active est composée d'un mélange quaternaire d'InGaAsP, dont les proportions et les codopants sont choisis pour permettre

⁴En anglais: metal-organic chemical vapor deposition.

une opération efficace à la longueur d'onde désirée. Une structure obtenue par photolithographie et par gravure forme le guide d'ondes optique.

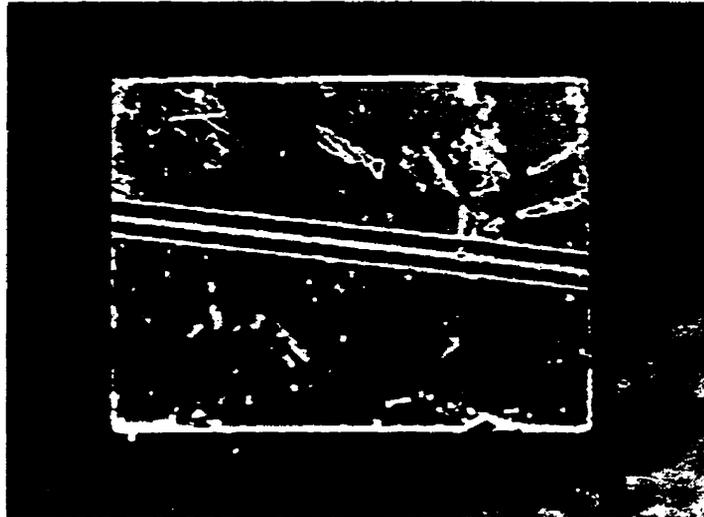


Figure 3.11: Une vue de l'amplificateur optique à semi-conducteurs à ondes progressives, comportant un guide d'ondes à angle. L'électrode-p couvre la surface supérieure de la puce. L'épaisseur du composant est d'environ 0.13 mm et sa longueur est de 500 μm .

Les puces amplificatrices utilisées dans notre projet se classent en deux groupes: les amplificateurs à ondes progressives (voir la figure 3.11) et les amplificateurs Fabry-Pérot (voir la section 2.2.4). Les facettes des amplificateurs comportent un revêtement antireflet. Nous disposons de 5 puces à onde progressive et d'une à cavité Fabry-Pérot.

Pour ce qui est des amplificateurs optiques à ondes progressives, le guide d'ondes est placé à un angle de 7.1° . Cette configuration est très efficace pour minimiser les réflexions résiduelles des facettes. Selon M. Bruce Richardson, ingénieur chez Nortel Networks, ce type d'amplificateur que nous étudions peut avoir un gain à faible signal de 20 dB en polarisation TE pour un courant de 150 mA. La sensibilité de son gain à la polarisation est de 3 dB. De plus, la modulation résiduelle de sa courbe de gain est de 0.2 dB, ce qui laisse à penser que les coefficients de réflexions résiduelles aux facettes sont inférieurs à 10^{-4} [58].

Nous avons monté ces deux types d'amplificateurs sur des bases de test avec la même

technique, à quelques différences près. Au total, nous avons assemblé deux amplificateurs à ondes progressives et un à cavité Fabry-Pérot. La méthode d'assemblage est décrite à l'appendice A.4.

3.4.1 Les performances optiques

Nous présentons dans ce qui suit la caractérisation en régime continu d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Pour ce faire, nous utilisons une station de test qui comporte des sondes électriques et optiques⁵. Les mesures importantes sont celles du gain optique et de l'émission spontanée de l'amplificateur. Nous avons également vérifié d'autres paramètres et comportements qui présentent un certain intérêt.

L'amplificateur optique à ondes progressives

Nous montrons en premier lieu des spectres d'émission spontanée d'un amplificateur optique à ondes progressives. Nous avons effectué la mesure initiale sur une puce non montée, c'est-à-dire qu'elle n'était que déposée sur la base de test, sans y être collée. L'appareil employé est l'analyseur optique HP 70951A. Lors de nos mesures, nous avons constaté que le profil de l'émission spontanée était centré à différentes longueurs d'ondes selon différents courants d'injection. Ce résultat est présenté à la figure 3.12.

Selon la théorie rapportée à la section 2.2.2, on s'attend à un phénomène de décalage de l'émission spontanée amplifiée vers les plus courtes longueurs d'ondes lors d'une augmentation de la densité des porteurs dans la zone active (voir la figure 2.1 à la page 24). Ceci est causé par le remplissage de la bande de conduction du semi-conducteur par les électrons libres et de la bande de valence par les trous. Cela a pour conséquence directe d'écartier les deux niveaux d'énergie de Fermi. Ainsi l'énergie de la recombinaison électron-trou la plus probable augmente: c'est ce que nous constatons à faibles courants. Au cours de notre expérience, en augmentant davantage le courant, la courbe de l'émission spontanée amplifiée est subitement décalée vers les plus grandes longueurs d'ondes. Nous croyons que ce phénomène est thermique et nous avons, par conséquent,

⁵La station a été conçue et fabriquée par M. Charles Laperle, étudiant au doctorat et a été adaptée à l'usage de l'auteur.

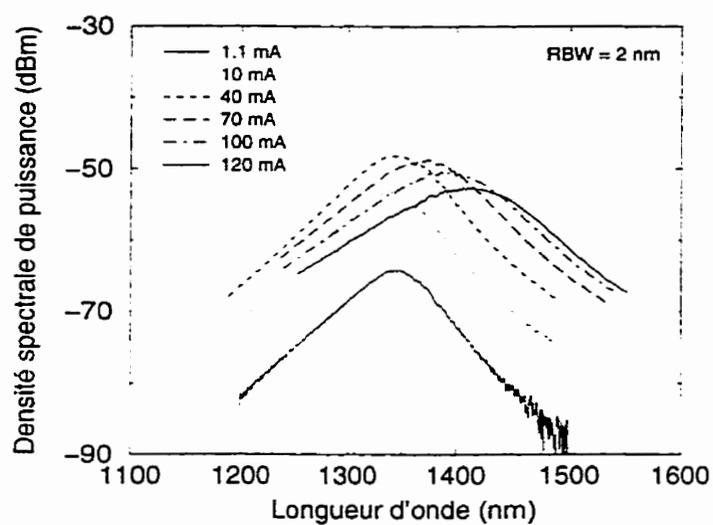


Figure 3.12: Mesure du spectre d'émission spontanée d'un amplificateur optique à semi-conducteurs à ondes progressives, non monté, pour différents courants d'injection. La signal est couplé dans une fibre optique à bout effilé. La température de la base de test est tenue à 25 degrés Celsius.

assemblé notre composant sur une base selon la méthode décrite à l'appendice A.4. La même mesure d'émission spontanée est répétée, avec le même coefficient de couplage avec la fibre optique. Le résultat est présenté à la figure 3.13. Le décalage est beaucoup moindre, dû à une meilleure dissipation thermique. D'après nous, une augmentation de la température de la jonction (par effet Joule) favorise des recombinaisons Auger. Les recombinaisons Auger ont pour effet de saturer l'inversion de population et de libérer des phonons dans la jonction, ce qui contribue à générer encore plus de chaleur. L'augmentation de température qui en découle rapproche les énergies de Fermi, rétrécissant par le fait même la bande interdite⁶. En résumé, dans le premier cas, la longueur d'onde du maximum de l'émission spontanée est minimale à 40 mA. Dans le second, c'est à environ 160 mA que ce minimum se produit.

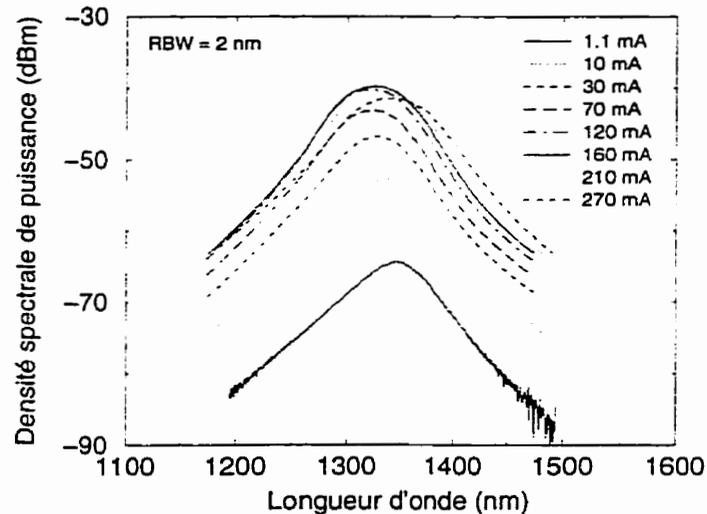


Figure 3.13: Mesure du spectre d'émission spontanée d'un amplificateur optique à semi-conducteurs collé, à différents courants d'injection. Une fibre optique à bout effilé est utilisée pour capter la lumière. La base de l'amplificateur est maintenue à 25 degrés Celsius.

La figure 3.14 nous donne la courbe puissance-courant de l'amplificateur optique, mesurée lors de cette expérience. Il s'agit de la puissance totale d'émission spontanée

⁶Entretien avec M. David Adams, chercheur chez Nortel Networks.

couplée dans la fibre optique et mesurée à l'aide du photodétecteur de l'analyseur de spectre HP 70951A.

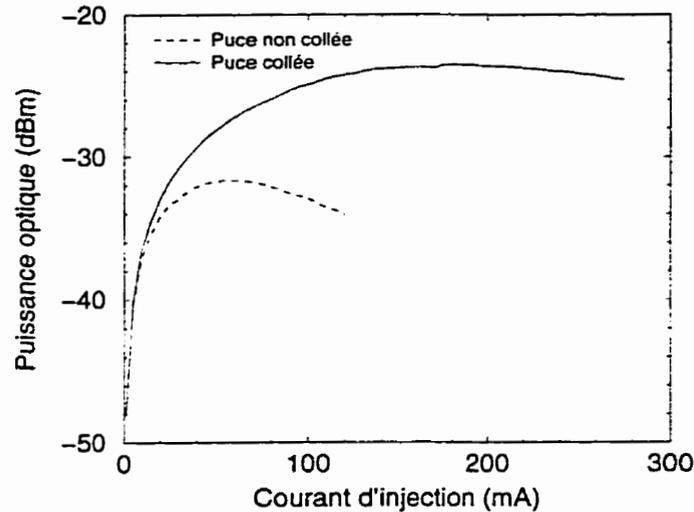


Figure 3.14: Mesure de la puissance de l'émission spontanée captée à l'aide d'une fibre optique à bout effilé pour un amplificateur à ondes progressives. La température de la base de cuivre est maintenue à 25 degrés Celsius.

Nous notons que la puissance de l'émission spontanée amplifiée est supérieure lorsque la puce est collée, ce qui indique que le gain est meilleur. Nous nous apercevons également que le maximum de puissance est obtenu à un courant d'injection plus élevé. Un amplificateur optique à semi-conducteurs demande donc une bonne dissipation de la chaleur produite par sa zone active.

Suite à cela, nous avons mesuré le gain optique des amplificateurs à ondes progressives mis à notre disposition et ce, à maintes reprises et sur plusieurs puces. Tout au plus, nous avons obtenu un gain fibre-à-fibre de 4 dB, ce qui n'est pas suffisant pour compenser les pertes dans un réseau de distribution de signaux. Nous croyons que les composants étaient détériorés lorsque nous avons voulu les utiliser. Par contre, nous n'avons pas relevé d'éraflure du guide crénau ni d'aspérité aux facettes qui pourraient appuyer notre hypothèse. Nous avons pris plusieurs photographies du champ proche de l'émission spontanée amplifiée à l'aide d'une caméra infrarouge⁷ afin de comprendre

pourquoi il y avait si peu de gain. Nous n'avons pas observé d'anomalie. Une telle photographie est reproduite à la figure 3.15, nous y voyons une région très brillante qui correspond à la sortie de l'amplificateur, entourée de lumière qui diffuse dans le cristal.



Figure 3.15: Image de l'émission en champ proche telle qu'elle est présente à la facette d'un amplificateur optique à onde progressive. Le courant d'injection est de 50 mA.

L'amplificateur optique Fabry-Pérot

Puisque nous n'avons pas obtenu un gain pratique fibré d'au moins 10 dB avec les amplificateurs à ondes progressives, nous avons monté et testé l'amplificateur optique Fabry-Pérot en notre possession. À la figure 3.16, nous présentons son spectre d'émission spontanée amplifiée à différents courants d'injection. Pour ce composant, nous voyons que l'ondulation de l'émission spontanée augmente à mesure que le courant (gain) augmente. Cela est conforme aux calculs présentés à la figure 2.3 de la page 27. Pour cet amplificateur, à 120 mA et plus, certains modes ont tendance « à laser ». Une autre ondulation, nettement visible sur la courbe à 10 mA, provient des réflexions des interfaces optiques (fibre effilée ou module de E-TEK et facettes du semi-conducteur).

⁷Pour ce faire, le champ proche est imagé sur le détecteur de la caméra. Une lentille asphérique est utilisée pour obtenir un faisceau collimé qui est recueilli par l'objectif de la caméra.

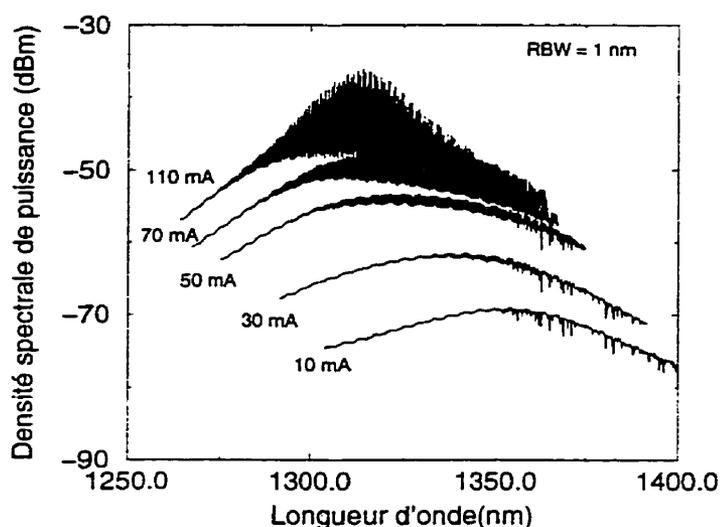


Figure 3.16: Mesure du spectre de puissance de l'émission spontanée d'un amplificateur Fabry-Pérot captée à l'aide d'une fibre optique à bout effilé. La température de la base de test est maintenue à 25 degrés Celsius.

Nous devons faire attention à la position des interfaces optiques dont les réflexions peuvent provoquer une opération instable du composant.

À la figure 3.16, on note aussi la présence de lignes d'absorption entre 1350 et 1425 nm. Nous avons comparé ce résultat avec un spectre d'absorbance atmosphérique contenant de la vapeur d'eau, calculé à l'aide d'un modèle⁸. Les deux spectres sont nettement similaires. Nous croyons que ces lignes font partie du système de mesure et qu'elles sont causées par un faisceau qui parcourt environ un mètre dans l'air à l'intérieur de l'analyseur de spectre optique. Ces lignes ne sont bien visibles que lorsque l'affichage de l'analyseur de spectre est en mode « échantillonnage » au lieu du mode « pointe ».

Nous avons recueilli la courbe $L-I$ de l'émission spontanée de l'amplificateur optique Fabry-Pérot. À la figure 3.17, nous voyons que l'amplificateur Fabry-Pérot semble produire un début de seuil laser. Une augmentation locale de la température de la puce

⁸Avec la collaboration de M. Nicolas Varfalvy, étudiant gradué au département de physique de l'Université Laval.

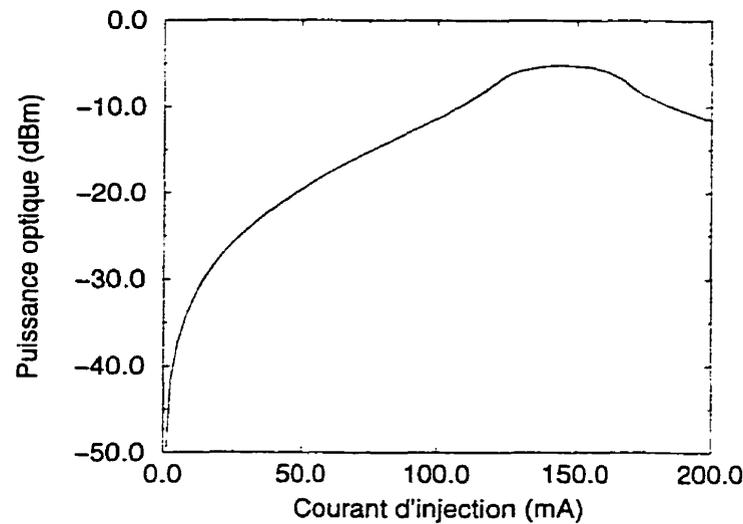


Figure 3.17: Mesure de la puissance de l'émission spontanée d'un amplificateur optique Fabry-Pérot, captée à l'aide d'une fibre optique à bout effilé, à 25 degrés Celsius.

à fort courant d'injection empêche probablement cela. Lors de cette mesure, nous avons également noté la tension de la jonction et la courbe $V-I$ est reproduite à la figure 3.18. Nous pouvons évaluer que la chaleur dissipée par le composant est d'environ 0.19 W à 110 mA.

Avec l'amplificateur Fabry-Pérot, nous avons obtenu un gain fibré à faible signal ($P_{in} = -32$ dBm) de 13 dB à $I_{inj} = 112.9$ mA. Les pertes totales de couplage sont de l'ordre de 10 à 12 dB. Elles ont été évaluées en mesurant l'efficacité de couplage de l'émission spontanée dans la fibre optique. À la figure 3.19, le gain optique est évalué à l'aide d'un analyseur de spectre optique et du module laser DFB émettant à 1319 nm. À la sortie de l'amplificateur, la raie du laser monomode est amplifiée de 13 dB et elle est accompagnée du bruit d'émission spontanée amplifiée. Sur les deux courbes, notons les ondulations causées par les facettes du laser et de l'amplificateur optique. Il est visible que le laser est deux fois plus court que l'amplificateur optique à semi-conducteurs.

Pour l'amplificateur optique Fabry-Pérot, le spectre de gain optique varie beaucoup. Nous avons mesuré l'ondulation du gain avec un balayage de la longueur d'onde de notre source effectué en variant son courant d'injection (voir la figure 3.7). Le résultat

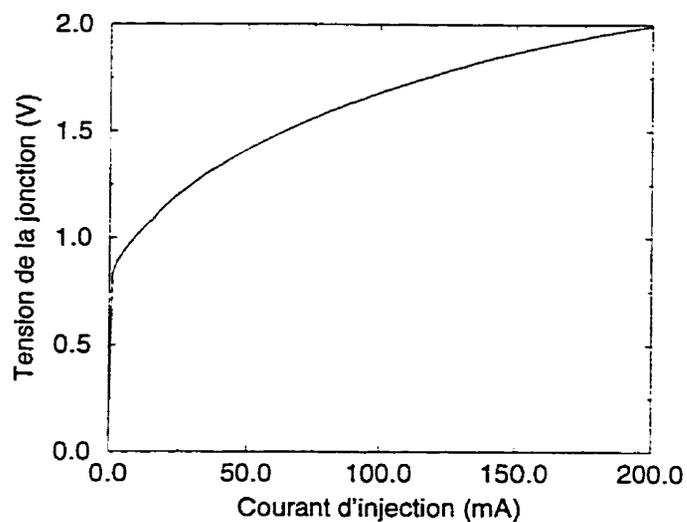


Figure 3.18: Mesure de la courbe V - I de l'amplificateur optique Fabry-Pérot, mesurée à 25 degrés Celsius.

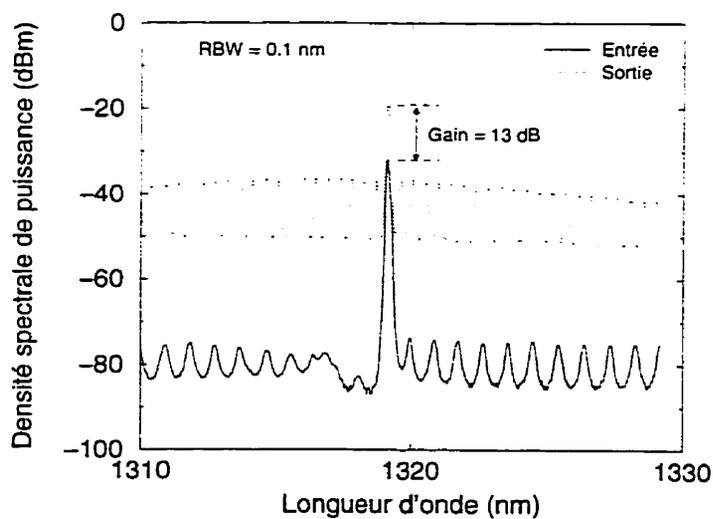


Figure 3.19: Mesure du gain optique pour un amplificateur optique Fabry-Pérot. $I_{inj} = 112.9$ mA et $T = 25$ degrés Celsius.

obtenu est présenté à la figure 3.20. Nous avons maintenu la puissance optique d'entrée constante à l'aide d'un atténuateur optique variable.

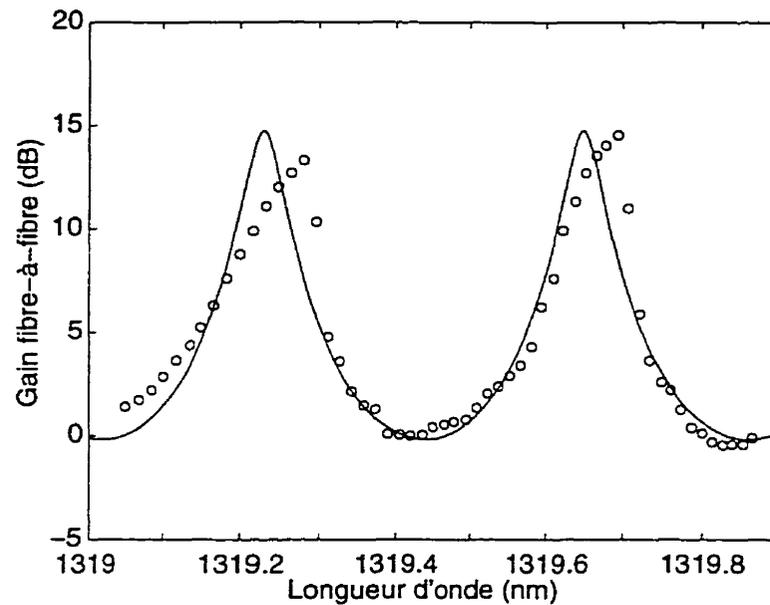


Figure 3.20: Mesure du gain d'un amplificateur Fabry-Pérot (o) et courbe calculée (—) à l'aide de l'équation (2.3). $I_{inj} = 112.9$ mA, $P_{in} = -20.0$ dBm, RBW = 0.2 nm. Pour le calcul, les paramètres sont ajustés à: $R_1 = R_2 = 2.4\%$, $G_s = 29$ (14.6 dB), $\mu_g = 4.14106$, $\eta_c = 0.1$, $L = 500$ μ m.

Notre mesure concorde assez bien avec une courbe calculée superposée aux points expérimentaux. Par contre, nous dénotons une asymétrie des pics Fabry-Pérot, causée par la saturation du milieu de gain. En premier lieu, précisons que le balayage en longueurs d'ondes est croissant, étant effectué en augmentant le courant de la source laser. Donc, à mesure que la longueur d'onde du signal d'entrée se rapproche d'une fréquence de résonance de l'amplificateur, la densité des porteurs diminue en raison du nombre croissant de recombinaisons stimulées causées par effet de résonance. Cela a comme conséquence d'augmenter l'indice de réfraction du milieu et, par le fait même, de pousser cette résonance vers une plus grande longueur d'onde. Cela se poursuit jusqu'à ce que la résonance soit dépassée, que le gain diminue subitement et qu'en conséquence, la densité des porteurs augmente de nouveau, ce qui repousse brusquement la résonance vers une plus courte longueur d'onde [34].

3.4.2 Les performances micro-ondes

Le gain micro-onde de l'amplificateur Fabry-Pérot

Nous avons présenté la dépendance spectrale du gain optique à la section précédente. Nous suivons également une approche complémentaire qui consiste à mesurer le gain obtenu lorsqu'on insère l'amplificateur dans le trajet d'un signal optique modulé sinusoidalement en amplitude. Pour cela, nous utilisons l'analyseur de réseau micro-onde HP 8703A. Nous avons obtenu deux courbes de la réponse en fréquence « électrique » d'un amplificateur optique Fabry-Pérot, de 130 MHz à 20 GHz. Nous les présentons à la figure 3.21. Ces courbes ont été prises dans des conditions similaires, mais nous croyons que la puissance d'entrée de l'amplificateur a pu être légèrement différente de 1 ou 2 dB.

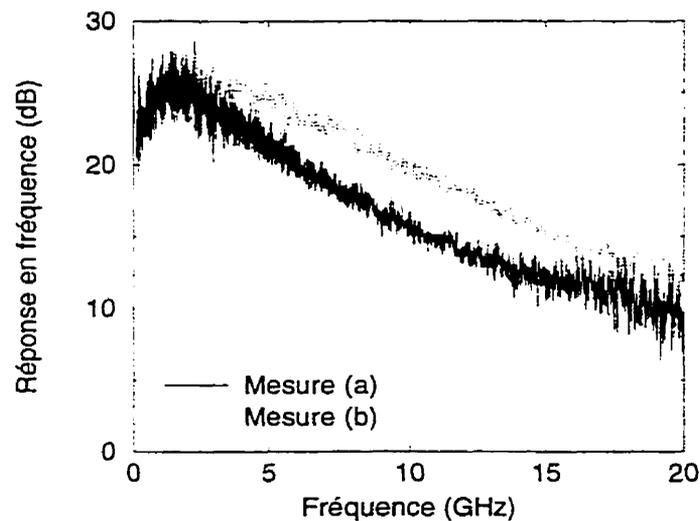


Figure 3.21: Deux mesures RF (a) et (b) du gain électrique de l'amplificateur Fabry-Pérot en fonction de la fréquence de modulation micro-onde du signal d'entrée. $P_{in} = -32$ dBm, $I_{inj} = 112.9$ mA et $T = 25$ degrés Celsius.

Premièrement, notons que le gain électrique maximal de la réponse en fréquence est d'environ 24 à 26 dB. Le gain électrique est celui que voit la sortie d'un récepteur lorsque l'amplificateur optique est inséré dans le lien. À l'aide de l'analyseur de spectre

optique, nous avons déterminé avec une entrée non modulée que le gain optique est de 13 dB (voir la figure 3.19), ce qui confirme assez bien la mesure électrique (soit le double, en décibel). La largeur de bande de gain électrique à -3 dB est environ de 4 à 7 GHz. Nous avons été étonnés de ne pas observer le maximum de gain à 0 Hz. T. Mukai [34] présente un résultat semblable, mais ne donne pas d'explication détaillée. Afin de bien comprendre ce phénomène, l'expérience pourrait être reprise en variant légèrement la longueur d'onde et la puissance d'entrée afin d'aplanir la réponse en fréquence. Deux hypothèses qui nous semblent plausibles peuvent être avancées. La première concerne la réponse dynamique de l'amplificateur optique à semi-conducteurs Fabry-Pérot, qui présente probablement une résonance à quelques GHz [59]; un modèle z, t permettrait de résoudre ce problème. La deuxième concerne le positionnement en fréquence des bandes latérales du signal émis par le laser modulé, par rapport à la cavité Fabry-Pérot [60] de l'amplificateur optique. Finalement, notons que les fluctuations observées sur la courbe de gain sont causées par une cavité optique ayant des résonances multiples espacées de 17 MHz. ce qui correspond à la transmission d'un résonateur Fabry-Pérot constitué des 5 mètres de fibre optique présents dans notre système de mesure.

Ceci conclut notre travail de caractérisation des puces amplificatrices. L'étude des puces à ondes progressives nous a permis d'observer la sensibilité de leur gain à la température, ce qui nous a poussé à développer une technique d'assemblage permettant une bonne dissipation de la chaleur. Nous n'avons malheureusement pas obtenu de gain net appréciable avec ces puces, ce qui nous aurait incité à poursuivre leur étude. Par contre, nous avons obtenu un gain utile d'au moins 13 dB avec l'amplificateur optique Fabry-Pérot. Nous avons étudié la dépendance spectrale de son gain et observé quelques effets de saturation. Nous avons poussé l'étude du gain en mesurant sa réponse en fréquence lorsqu'il est soumis à une entrée optique modulée à large bande. Cela nous a permis d'observer la limitation de la largeur de bande de l'amplificateur optique Fabry-Pérot. À la toute fin du chapitre 5, nous allons revenir sur certaines mesures effectuées en employant l'amplificateur optique Fabry-Pérot lors de la distribution optique d'un signal micro-onde.

Partie II

Des architectures arborescentes pour réseaux de distribution optique

CHAPITRE 4

LES PERFORMANCES D'UN RÉSEAU DE DISTRIBUTION OPTIQUE PASSIF

Ce chapitre présente l'étude d'un réseau de distribution optique *passif* du point de vue des performances de système. La conception de ce réseau demande la connaissance des principes électro-optiques qui régissent les phénomènes de modulation et de détection. La théorie décrivant les liens optiques passifs analogiques est employée pour calculer la dégradation d'un signal lorsqu'il parcourt une architecture ramifiée. La division maximale que peut alors subir ce signal analogique est déterminée en se basant sur un critère lié au rapport signal sur bruit.

Mentionnons, au préalable, que nous nous intéressons ici à l'architecture de distribution dite *passive*. C'est-à-dire que le réseau de distribution n'est composé que de diviseurs de puissance. L'architecture *active*, qui comporte en surplus des amplificateurs optiques, est étudiée en détail au chapitre 5.

4.1 Une architecture de distribution arborescente passive pour une antenne réseau

Dans cette partie de notre travail, nous évaluons les performances d'une architecture de distribution arborescente formée de guides d'ondes optiques. Cette architecture présente des embranchements ramifiés. Elle permet la transmission d'un signal provenant d'une source unique vers plusieurs récepteurs. C'est ce qu'on appelle un réseau de distribution de signal¹. La structure d'un réseau passif ramifié peut être conçue à l'aide des

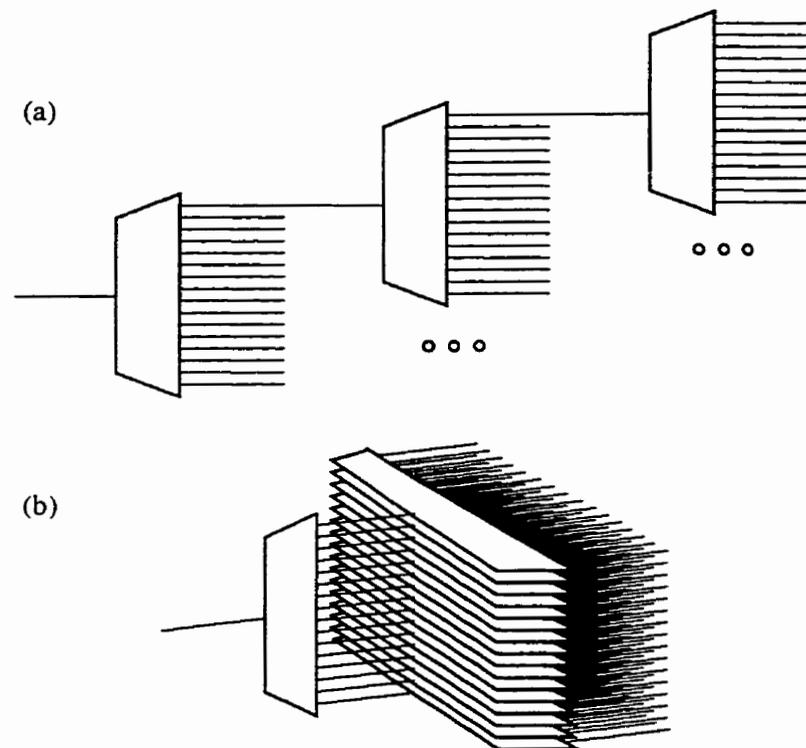


Figure 4.1: Architecture de distribution arborescente. Agencements (a) planaire et (b) tridimensionnel, formés par concaténation de séparateurs $1 \times N$.

éléments optiques rapportés au chapitre 1, tels les fibres optiques et les séparateurs de puissance $1 \times N$. Nous avons relevé qu'en pratique, le rapport de séparation d'un coupleur monolithique est compris entre 2 et 64. Pour concevoir un OSDN ayant un plus grand nombre de sorties, la concaténation des coupleurs s'avère nécessaire. Par

¹En anglais *SDN: signal distribution network* et *OSDN: optical signal distribution network*

contre, l'atténuation du signal qui se propage est d'autant plus grande que le nombre de sorties est élevé.

Un exemple de distribution à branches multiples est illustré à la figure 4.1. Le réseau ramifié de la figure 4.1(a) est obtenu par concaténation de coupleurs $1 \times N$. Sa représentation tridimensionnelle 4.1(b) montre un agencement avantageusement compact et compatible avec une antenne réseau planaire.

Dans les sections qui suivent, nous analysons les caractéristiques du lien de communication obtenu lorsqu'un transmetteur et un récepteur sont adjoints à un réseau arborescent $1 \times N$. Nous évaluons les effets que produisent les pertes optiques sur la transmission d'un signal analogique, en particulier la dégradation du rapport signal sur bruit.

4.2 Un modèle de transmission analogique sur un lien optique passif

La base d'un lien optique se compose de trois éléments fonctionnels: un transmetteur (Tx), un milieu de propagation et un récepteur (Rx). Le schéma de la figure 4.2 illustre un lien passif de distribution. C'est un lien analogique à modulation d'intensité et à détection directe où la distribution est arborescente.

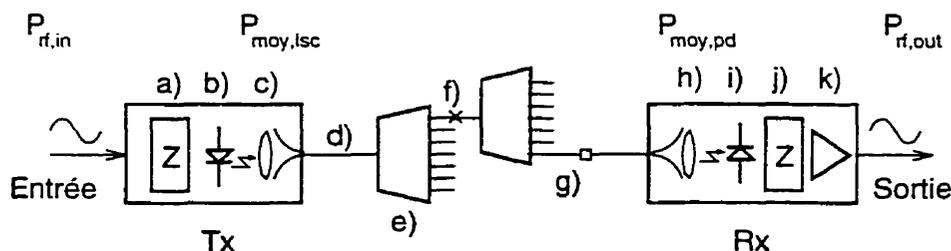


Figure 4.2: Système simplifié d'une distribution passive analogique. Un transmetteur est relié à plusieurs récepteurs à l'aide d'un réseau de distribution optique ramifié. Les différents composants qu'on y retrouve sont énumérés au tableau 4.1.

À l'entrée du lien, le signal analogique ($P_{rf,in}$) module l'intensité optique du laser à semi-conducteurs situé dans le transmetteur. Un circuit d'adaptation d'impédance y est incorporé afin de diminuer les réflexions et d'optimiser le transfert de puissance du

Transmetteur	Milieu de distribution	Récepteur
a) Adaptation d'impédance	d) Guides d'ondes optiques	h) Coupl. fibre-détecteur
b) Laser à semi-conducteurs	e) Séparateurs $1 \times N$	i) Photodiode
c) Couplage laser-fibre	f) Épissures	j) Adapt. d'impédance
	g) Connecteurs	k) Préamplificateur

Tableau 4.1: Liste des éléments d'un OSDN passif illustré à la figure 4.2.

signal électrique. Un système de lentilles permet de coupler la lumière ($P_{moy,lsc}$) dans un guide d'ondes optique (dans ce cas-ci, c'est une fibre optique). Cette fibre optique est connectée au premier séparateur $1 \times N$. Il s'en suit une cascade de plusieurs coupleurs. Des épissures et des connecteurs peuvent être employés pour les branchements. Au terme de chaque fibre, le photodétecteur d'un récepteur est illuminé par la puissance reçue $P_{moy,pd}$. Il convertit le signal optique dans le domaine électrique en le transférant dans une impédance de référence (comme l'entrée d'un préamplificateur). À la sortie du récepteur, le signal électrique ($P_{rf,out}$) est disponible pour alimenter, par exemple, un sous-réseau d'antennes.

Des modèles théoriques de modulation et de détection sont présentés aux prochaines sections. Ils nous permettent de calculer la puissance des signaux et les différents bruits présents à la sortie du lien de distribution. Ils sont inspirés des modèles de C. E. Cox III *et al.* [8], E. Ackerman [61], J. A. MacDonald *et al.* [62], A. S. Daryoush *et al.* [9] et R. Simons [63], bien qu'ils aient été simplifiés dans le cadre de notre analyse. Mais, comme nous le verrons, ils contiennent suffisamment de détails pour prédire les paramètres dominants qui nous intéressent au sujet des liens passifs arborescents.

4.2.1 La modulation d'intensité d'un laser à semi-conducteurs

La modulation d'intensité optique est produite en variant le courant d'injection d'un laser à semi-conducteurs lorsque ce dernier est polarisé au-delà de son courant de seuil laser. La figure 4.3 illustre bien cette technique de modulation. La courbe caractéristique puissance-courant (courbe $L-I$) montre la conversion d'un signal électrique en un signal lumineux selon un rendement de conversion \mathcal{R}_l , donné en [W/A].

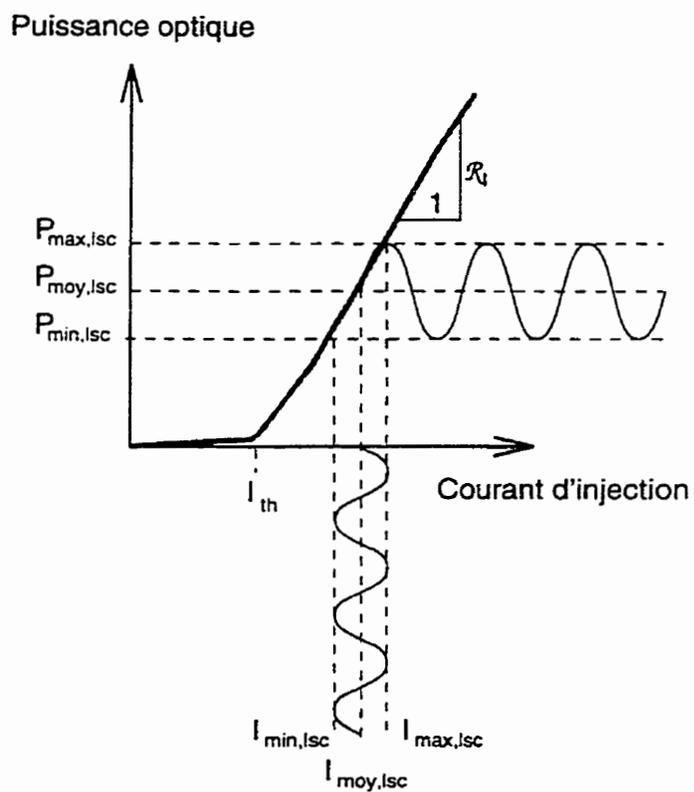


Figure 4.3: Illustration de la modulation directe de la puissance optique d'un laser à semi-conducteurs.

On constate tout de suite que la réponse du laser doit être linéaire afin d'éviter toute détérioration du signal à transmettre. Notons qu'en général, cette réponse sature à forts courants dû à des effets thermiques. Pour une caractéristique linéaire, la puissance optique s'écrit, en termes du courant d'injection:

$$P_{opt,lsc}(t) = \mathcal{R}_l[I(t) - I_{th}] . \quad (4.1)$$

Notons que la puissance du laser dépend du courant de polarisation $I(t)$, de l'efficacité de conversion \mathcal{R}_l et du courant de seuil laser I_{th} .

Dans le cas qui nous intéresse, le courant appliqué a la forme suivante:

$$I(t) = I_{moy,lsc} + I_{rf,lsc}(t) . \quad (4.2)$$

Le laser est polarisé au courant $I_{moy,lsc}$. Le courant de modulation $I_{rf,lsc}(t)$ est un signal électrique sinusoïdal de fréquence f_m et d'amplitude I_{mod} :

$$I_{rf,lsc}(t) = I_{mod} \cos(2\pi f_m t) . \quad (4.3)$$

La lumière modulée est décrite par deux paramètres: la puissance optique moyenne $P_{moy,lsc}$ et l'indice de modulation m .

$$P_{moy,lsc} = \mathcal{R}_l(I_{moy,lsc} - I_{th}) . \quad (4.4)$$

L'indice de modulation m exprime le contraste de la modulation [19]. Il est donné par:

$$m = \frac{P_{max,lsc} - P_{min,lsc}}{P_{max,lsc} + P_{min,lsc}} = \frac{P_{max,lsc} - P_{moy,lsc}}{P_{moy,lsc}} , \quad (4.5)$$

où $P_{moy,lsc} = (P_{min,lsc} + P_{max,lsc})/2$, $P_{max,lsc}$ et $P_{min,lsc}$ sont les puissances optiques crêtes maximale et minimale. L'indice de modulation est une quantité sans dimension qui se situe entre 0 et 1 ($0 \equiv 0\%$ de modulation et $1 \equiv 100\%$ de modulation).

Si la réponse du laser est linéaire, m peut être calculé dans le domaine électrique. Il suffit pour cela d'utiliser l'équation (4.4) et de substituer les termes de l'équation (4.5). Après simplification, nous obtenons:

$$m = \frac{I_{max,lsc} - I_{min,lsc}}{I_{max,lsc} + I_{min,lsc} - 2I_{th}} = \frac{I_{mod}}{I_{moy,lsc} - I_{th}}, \quad (4.6)$$

où $I_{max,lsc}$ et $I_{min,lsc}$ sont les courants crêtes maximal et minimal.

Finalement, à la sortie du laser, la porteuse optique modulée $P_{opt,lsc}(t)$ peut être décrite dans le domaine temporel par le développement suivant:

$$\begin{aligned} P_{opt,lsc}(t) &= \mathcal{R}_l(I_{moy,lsc} + I_{rf,lsc}(t) - I_{th}) . \\ &= \mathcal{R}_l(I_{mod} \cos(2\pi f_m t) + I_{moy,lsc} - I_{th}) , \\ &= P_{moy,lsc} \left(1 + \frac{I_{mod}}{I_{moy,lsc} - I_{th}} \cos(2\pi f_m t) \right) . \\ &= P_{moy,lsc} [1 + m \cos(2\pi f_m t)] . \end{aligned} \quad (4.7)$$

Nous ne traitons donc la modulation qu'en première approximation, soit en ne considérant que l'indice de modulation de puissance. Nous pourrions décrire plus en détail le signal optique obtenu avec la modulation directe, c'est-à-dire en développant une expression qui représente temporellement le champ électrique à la sortie du laser. Nous dirons ici simplement que l'amplitude du champ électrique est proportionnelle à la racine carrée de la puissance optique et que la réponse FM du laser modifie la phase du champ électrique [64]. Cette approche permet de calculer plus exactement la propagation dans un milieu diélectrique, spécialement lorsque la dispersion est un facteur important.

Avant de terminer cette section, mentionnons qu'il est également possible d'utiliser un modulateur externe pour transférer un signal micro-onde sur une porteuse optique. Une autre façon élégante de propager optiquement un signal micro-onde est d'employer l'hétérodyne optique [65].

Les signaux électriques transmis peuvent s'étendre sur une plage de fréquences allant de plusieurs mégahertz à quelques dizaines de gigahertz. Une bonne part des

composants optoélectroniques à semi-conducteurs peuvent supporter sans problème des signaux micro-ondes, comme ceux de la bande C².

4.2.2 La photodétection

Une photodiode rapide est utilisée au récepteur pour détecter le signal optique reçu. La photodiode agit alors comme un élément non linéaire qui convertit vers le domaine électrique le message qui module la porteuse optique. Le courant généré au photodétecteur, $I_{pd}(t)$ est proportionnel à la puissance optique reçue $P_{opt,pd}(t)$ [18]. La photodétection est illustrée à la figure 4.4. Ainsi, pour une photodiode p-i-n qui a une réponse $\mathcal{R}_p = \eta_{pd}q/h\nu$, où η_{pd} est l'efficacité quantique du matériau semi-conducteur, q la charge de l'électron, h la constante de Planck et ν la fréquence de la porteuse optique. le signal RF détecté $I_{rf,pd}(t)$ se calcule comme suit:

$$I_{pd}(t) = \mathcal{R}_p P_{opt,pd}(t) + i_d . \quad (4.8)$$

$$I_{pd}(t) = \mathcal{R}_p P_{moy,pd} [1 + m \cos(2\pi f_m t)] + i_d . \quad (4.9)$$

$$I_{rf,pd}(t) = m \mathcal{R}_p P_{moy,pd} \cos(2\pi f_m t) , \quad (4.10)$$

où $P_{moy,pd}$ est la puissance optique moyenne reçue au photodétecteur. Dans le texte, nous appelons \mathcal{R}_p également le rendement de conversion du photodétecteur, donné en [A/W]. Un faible courant de noirceur i_d est généré par le photodétecteur, il s'agit du courant de saturation inverse de la diode, observé même quand la puissance optique reçue est nulle.

L'intensité électrique du signal détecté $\langle I_{rf,pd}^2 \rangle$ est obtenue par le calcul de la valeur quadratique moyenne du courant produit par le photodétecteur, associé à la composante hyperfréquence du signal. Elle est exprimée en [A²]:

$$\langle I_{rf,pd}^2 \rangle = \frac{1}{2} (m \mathcal{R}_p P_{moy,pd})^2 . \quad (4.11)$$

²La bande C s'étend sur la plage de fréquences allant de 4 à 8 GHz [66] et elle est employée pour des applications de radar et de télédétection.

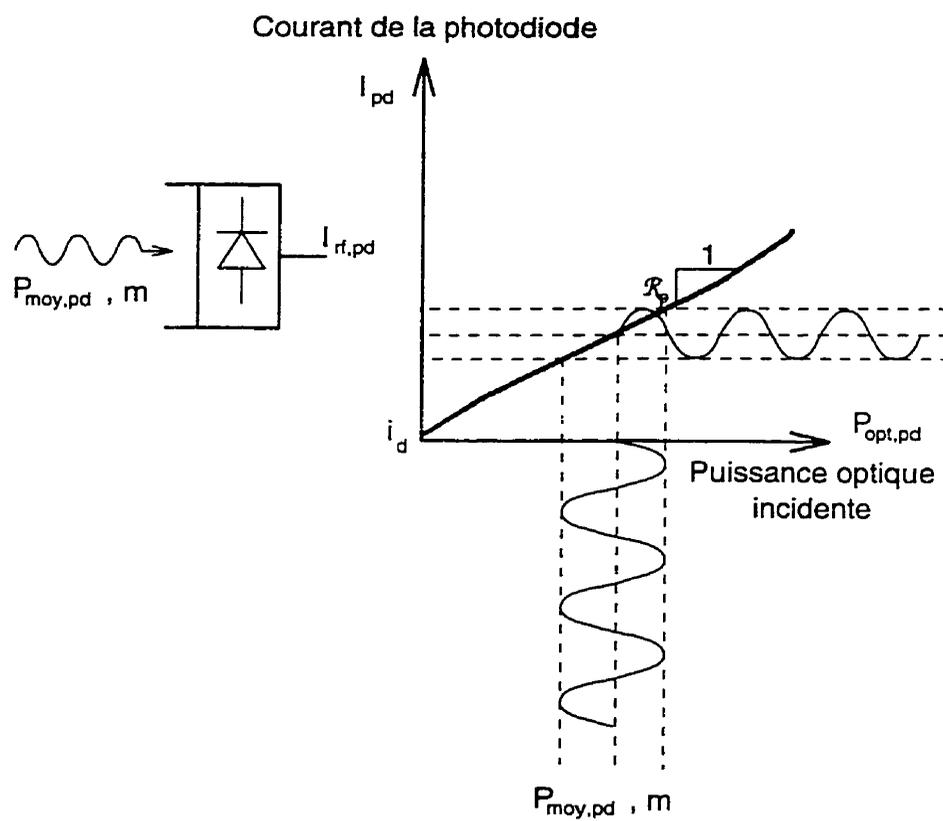


Figure 4.4: Illustration de la détection directe d'un signal par une photodiode p-i-n.

Paramètre	Symbole	Unités
Perte d'insertion d'un coupleur i	PI_i	dB
Perte de connecteur	L_{con}	dB
Perte d'épissure	$L_{épis}$	dB
Perte de couplage laser-fibre	$\eta_{c,lf}$	dB
Absorption de la fibre optique	α_f	dB/km
Longueur de la fibre	L_f	km
Perte de couplage fibre-photodétecteur	$\eta_{c,fp}$	dB
Marge de sécurité	M_s	dB

Tableau 4.2: Paramètres utilisés pour le calcul d'un budget de puissance optique. Se référer au chapitre 1 pour plus de détails.

À la section suivante, nous utilisons les expressions développées aux sections 4.2.1 et 4.2.2 pour calculer la perte d'un lien optique passif.

4.3 Les budgets de puissance optique et électrique d'un lien passif

Les caractéristiques du transmetteur contenant le laser à semi-conducteurs, celles du récepteur muni d'une photodiode et celles du réseau de distribution entrent dans le calcul du budget de puissance. Le budget de puissance vise à comptabiliser les pertes d'un lien afin de connaître la puissance du signal reçu. Le budget de puissance peut se calculer dans les domaines optique et/ou électrique.

4.3.1 Le budget de puissance optique

Dans le domaine optique, le budget de puissance, $L_{opt,tot}$, se résume aux pertes optiques présentes entre la facette du laser et la surface de la photodiode. De ce calcul résulte la perte optique totale du lien. Il est habituel de l'exprimer en décibels. Le tableau 4.2 résume les principaux paramètres utilisés.

Pour l'architecture de distribution ramifiée étudiée ici, la longueur des fibres optiques (une dizaine de mètres) produit une atténuation négligeable par rapport aux autres pertes. Le concepteur du lien peut aussi inclure une marge de sécurité s'il veut tenir compte des dérives à long terme des pertes, comme par exemple le couplage laser-fibre. L'équation (4.12) montre le calcul de la perte optique totale du lien. Nous y avons introduit entre autres la perte causée par le nombre de connecteurs optiques $N_{con}L_{con}$ ainsi que la perte causée par le nombre d'épissures de fibres optiques $N_{épis}L_{épis}$. Les pertes s'expriment:

$$L_{opt,tot} = \eta_{c,lf} + \sum_i PI_i + N_{con}L_{con} + N_{épis}L_{épis} + \alpha_f L_f + \eta_{c,fp} + M_s . \quad \text{en dB. (4.12)}$$

Nous pouvons d'ores et déjà calculer quelle sera la puissance optique moyenne reçue sur le photodétecteur:

$$P_{moy,pd} = 10^{\frac{-L_{opt,tot}}{10}} P_{moy,lsc} . \quad (4.13)$$

La perte optique totale admissible (ou budget de puissance) sera plus ou moins grande, tout dépendant de la puissance du transmetteur et de la sensibilité du récepteur. Dans ce qui suit, nous voyons comment ce budget optique s'insère dans le calcul du budget de puissance électrique. Ce budget tient compte des conversions électrique-optique (E/O) et optique-électrique (O/E).

4.3.2 Le budget de puissance électrique

Le budget de puissance électrique se résume au calcul du gain électrique du lien, noté (G_{rf}). Pour ce faire, il faut connaître la puissance électrique disponible à l'entrée du transmetteur et celle qui est transférée dans l'impédance de référence à la sortie du récepteur, comme l'illustre la figure 4.5. Le gain RF du lien est défini par l'équation (4.14), dont le numérateur et le dénominateur sont développés dans ce qui suit.

$$G_{rf} = \frac{P_{rf,out}}{P_{rf,in}} . \quad (4.14)$$

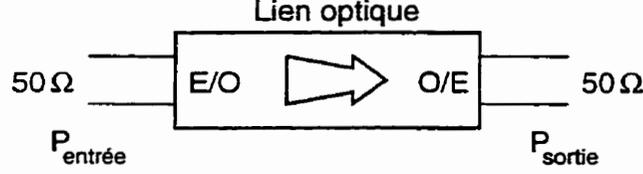


Figure 4.5: Le lien optique est considéré comme un élément ayant un gain électrique. Dans un cas général, les impédances d'entrée et de sortie du système sont de $R_0 = 50$ ohms. E/O = conversion électrique-optique, O/E = conversion optique-électrique.

Premièrement, la puissance RF à la sortie du récepteur est donnée par:

$$P_{rf,out} = R_{charge,pd} \langle I_{rf,pd}^2 \rangle 10^{\frac{(-L_{adapt,pd})}{10}}, \quad (4.15)$$

où $\langle I_{rf,pd}^2 \rangle$ est la valeur quadratique moyenne du courant généré par la photodiode. La variable $R_{charge,pd}$ représente la charge vue par la source de photocourant. Dans le cas où le détecteur est simplement chargé par une résistance R_0 , sans adaptation, $R_{charge,pd} = R_0$ et $L_{adapt,pd} = 0$ dB. Par ailleurs, afin d'obtenir un transfert maximal de puissance RF, l'adaptation de la photodiode (qui présente une impédance élevée R_{pd}) se fait en amenant cette dernière en résonance avec la résistance de charge, ce qui peut produire un gain net sur une bande de fréquences limitée [67]. Plus précisément, le facteur $R_{charge,pd}$ de l'expression (4.15) prend pour valeur $R_{pd}/4$ et il faut tenir compte des pertes $L_{adapt,pd}$. Dans le texte, nous allons traiter le cas où il n'y a pas d'adaptation d'impédance.

Nous substituons alors les équations (4.11) et (4.13) dans (4.15) pour obtenir:

$$P_{rf,out} = \frac{1}{2} R_0 (m \mathcal{R}_p P_{moy,lsc})^2 10^{\frac{(-L_{adapt,pd} - 2L_{opt,tot})}{10}}. \quad (4.16)$$

Ensuite, la puissance d'entrée $P_{rf,in}$ est celle nécessaire pour accomplir la modulation désirée du laser à semi-conducteurs. En voici l'expression:

$$P_{rf,in} = R_{laser} \langle I_{rf,lsc}^2 \rangle 10^{\frac{L_{adapt,lsc}}{10}},$$

$$= \frac{1}{2} R_{laser} I_{mod}^2 10^{\frac{L_{adapt,lsc}}{10}} \quad (4.17)$$

et selon l'équation (4.6). $I_{mod} = m(I_{moy,lsc} - I_{th}) = m \frac{P_{moy,lsc}}{\mathcal{R}_l}$. Nous obtenons alors:

$$P_{rf,in} = \frac{1}{2} R_{laser} \left(m \frac{P_{moy,lsc}}{\mathcal{R}_l} \right)^2 10^{\frac{L_{adapt,lsc}}{10}}. \quad (4.18)$$

Toute la puissance RF disponible du générateur d'entrée, sauf celle qui est perdue ($L_{adapt,lsc}$) par le circuit d'adaptation est donc transférée dans la résistance R_{laser} pour produire le courant de modulation d'amplitude I_{mod} .

Ayant développé le numérateur et le dénominateur de l'équation (4.14), le gain RF du lien est finalement obtenu:

$$G_{rf} = \underbrace{\frac{R_0}{R_{laser}} 10^{\frac{-(L_{adapt,lsc} + L_{adapt,pd})}{10}}}_{(a)} \underbrace{(\mathcal{R}_l \mathcal{R}_p)^2}_{(b)} \underbrace{10^{\frac{-2L_{opt,tot}}{10}}}_{(c)}. \quad (4.19)$$

Le terme (a) de l'équation (4.19) résume *les pertes dues à l'adaptation électrique des composants utilisés*. Il est exprimé sous une forme semi-empirique comme le propose R. Simons [63]. C. H. Cox III obtient une expression équivalente [8]. Un développement plus complet peut être effectué en utilisant la théorie des paramètres-S [68] comme le suggère E. Ackerman [61] et comme l'a repris C. Laperle dans [69]. Le terme (b) exprime *la perte qui résulte des efficacités de conversion E/O et O/E*. Enfin, (c) nous donne la contribution des *pertes optiques* au total des pertes électriques. Le tableau 4.3 énumère les paramètres de l'équation (4.19) utilisés pour le calcul du budget de puissance électrique du lien.

Notons qu'une perte (ou un gain) optique compte pour le double (en dB) lorsque l'on considère le système en entier dans le domaine électrique (équation (4.19), terme (c)). Par exemple, si la puissance moyenne optique reçue décroît de trois décibels, la puissance électrique reçue est diminuée de six décibels. Puisque les performances du lien de distribution optique sont sensibles aux variations de puissance optique, les éléments optiques utilisés doivent être de bonne qualité pour offrir une excellente uniformité de la puissance transmise.

Nous voyons dans ce qui suit que les signaux transmis par le lien optique sont

Paramètre	Symbole	Unités
Perte d'adaptation électrique du laser	$L_{adapt,lsc}$	dB
Perte d'adaptation électrique de la photodiode	$L_{adapt,pd}$	dB
Rendement de conversion du laser	\mathcal{R}_l	mW/mA
Rendement de conversion de la photodiode	\mathcal{R}_p	mA/mW
Résistance du laser	R_{laser}	ohms
Résistance de charge de référence	R_0	ohms
Pertes optiques totales	$L_{opt,tot}$	dB

Tableau 4.3: Termes utilisés pour le calcul d'un budget de puissance électrique.

accompagnés de différents types de bruits. Tandis que le budget de puissance rend possible le calcul de la puissance reçue au détecteur, le budget de bruit permet de déterminer la puissance minimale requise au récepteur. Nous nous efforcerons, à ce sujet, de présenter les paramètres qui définissent le budget de bruit d'un lien optique.

4.4 Le budget de bruit d'un lien passif

La conception d'un lien optique ne doit pas seulement s'en tenir à la gestion des pertes, mais aussi, elle doit considérer la présence de sources de bruits. En effet, il est illusoire de penser qu'un signal, si faible soit-il, sera détecté sans interférence, même à la suite de plusieurs étages d'amplification puisque maints procédés aléatoires introduisent des bruits dans le lien de communication [70]. Nous présentons dans cette section la théorie qui permet de calculer la puissance des différents bruits qui accompagnent le signal à la sortie du récepteur.

4.4.1 Les bruits à la photodétection

À la détection, le signal optique est accompagné de bruits d'amplitude qui proviennent de plusieurs sources. Nous en présentons quatre. Elles sont illustrées à la figure 4.6. Premièrement, il y a le bruit thermique du récepteur $\langle I_{therm,Rx}^2 \rangle$. Ensuite, il existe une contribution liée à la nature discrète des électrons: c'est le bruit de grenaille

$\langle I_{shot}^2 \rangle$. Une autre contribution provient des fluctuations de l'intensité du laser à semi-conducteurs, c'est le bruit d'intensité relatif $\langle I_{RIN}^2 \rangle$. Enfin, il y a le bruit provenant de l'entrée du lien optique $\langle I_{bruit.in}^2 \rangle_{out}$.

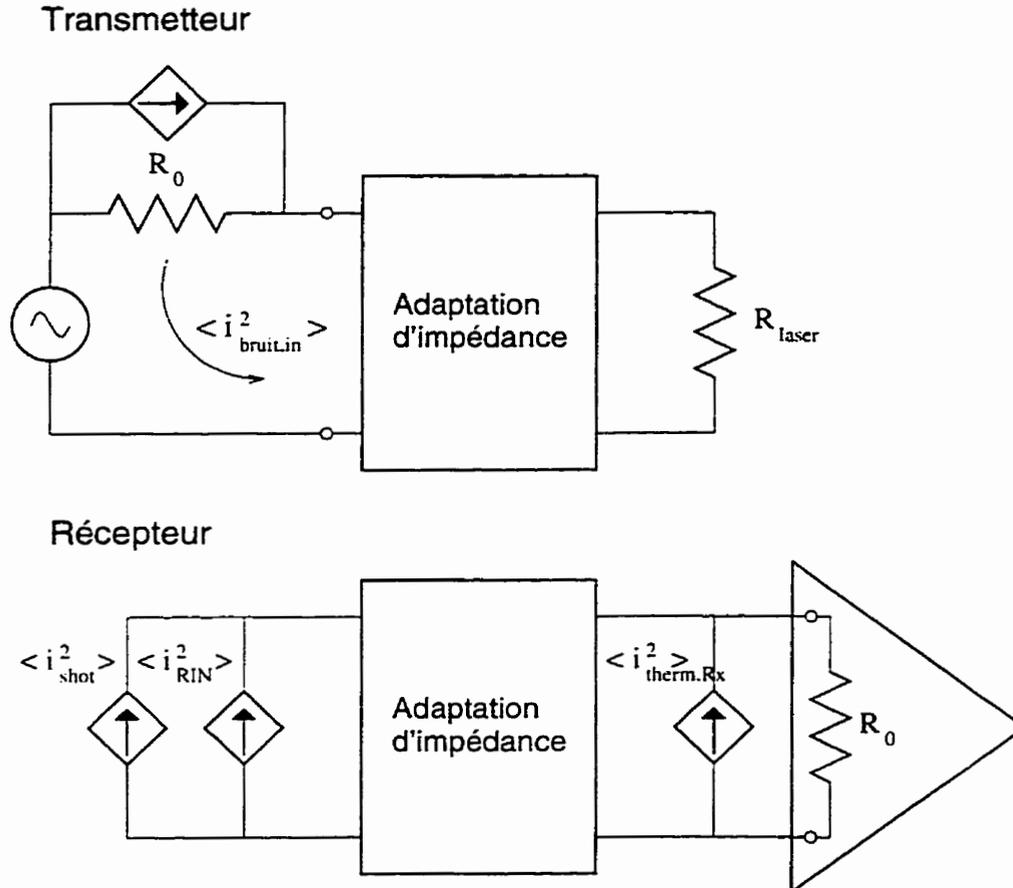


Figure 4.6: Représentation des sources de bruit du lien optique et de leurs circuits électriques équivalents. On y retrouve le bruit de nature thermique du générateur, le RIN du laser qui est détecté par la photodiode, le bruit de grenaille à la photodétection et le bruit thermique du récepteur. La résistance R_0 est la résistance de charge du photodétecteur.

La puissance de ces bruits est typiquement caractérisée par la variance des courants générés. Puisque ces bruits ont une valeur moyenne nulle, nous les exprimons par leur moyenne quadratique (*i.e.* $\sigma_x^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 = \langle x^2 \rangle$). Enfin, puisque ces bruits ne sont pas corrélés entre eux, la contribution totale des bruits est la somme de leurs intensités: $\langle x_{total}^2 \rangle = \langle x_1^2 \rangle + \langle x_2^2 \rangle + \dots$.

Le bruit thermique au récepteur

La fluctuation thermique des électrons libres dans une charge résistive est un phénomène bien connu [70] et qui doit être pris en compte lors de la conception d'un système de détection³. Ce type de bruit a une densité spectrale de puissance constante en fréquence, ce qu'on appelle un bruit « blanc ». Le bruit de courant est inversement proportionnel à la résistance ohmique du milieu et peut être modélisé par une source et une charge telles que montrées à la figure 4.7.

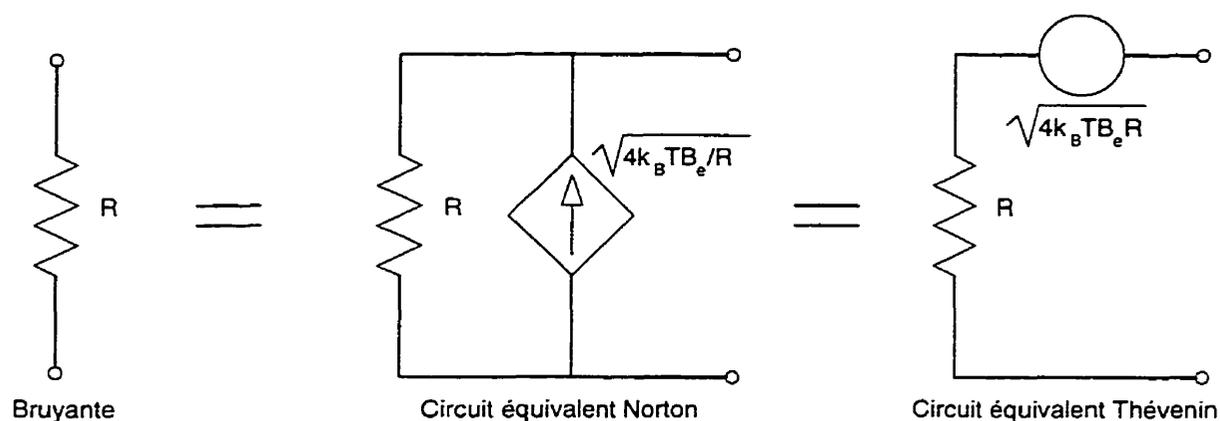


Figure 4.7: Une résistance bruyante est représentée par une résistance idéale et une source de bruit thermique équivalente.

Le bruit thermique de l'étage de détection provient de la résistance de charge du détecteur, qui, dans la majorité des cas, est la résistance d'entrée d'un préamplificateur. Le bruit thermique, ou bruit Johnson, impose un plancher de bruit indépendant du signal au récepteur:

$$\langle I_{therm,Rx}^2 \rangle = \frac{4k_B T B_e}{R_0} F_{préamp} \quad (4.20)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température en Kelvin, B_e est la largeur de bande électrique utilisée. $F_{préamp}$ est le facteur de bruit d'un préamplificateur subséquent et R_0 représente la résistance de charge du photodétecteur. Le terme $F_{préamp}$ n'est qu'un

³J. B. Johnson a été le premier à observer et à étudier le bruit thermique en 1927. H. Nyquist en a produit l'analyse mathématique à la même époque.

artifice de calcul qui permet de ramener le bruit généré par l'éventuel préamplificateur à l'entrée de ce dernier.

Le bruit de grenaille

Le bruit de grenaille (en anglais: *shot noise*) constitue un bruit fondamental dans les systèmes de communication photonique. Lorsqu'un signal optique est détecté par une photodiode p-i-n, le taux d'émission des photoélectrons dans le semi-conducteur est proportionnel à la puissance optique. Par contre, chaque électron est émis à un instant aléatoire comme le décrit le procédé de Poisson [71]. W. Schottky a démontré, en 1918, que la valeur quadratique moyenne du courant produit par le bruit de grenaille est donnée par l'équation suivante [72]:

$$\langle I_{shot}^2 \rangle = 2qB_e(I_{moy,pd}) . \quad (4.21)$$

où q est la charge de l'électron, B_e est la largeur de bande électrique du récepteur. Dans notre cas, le courant moyen $I_{moy,pd}$ est la somme du photocourant $\mathcal{R}_p P_{moy,pd}$ et du courant de noirceur I_d :

$$\langle I_{shot}^2 \rangle = 2qB_e(\mathcal{R}_p P_{moy,pd} + I_d) . \quad (4.22)$$

En fait, le niveau de bruit de grenaille dépend du courant instantané, en approximation seule la valeur moyenne est considérée. Ce bruit, qui accompagne toute photodétection, possède également les caractéristiques d'un bruit blanc.

Le bruit d'intensité du laser

Les fluctuations d'intensité du laser se retrouvent nécessairement à la photodétection. Elles sont décrites par le bruit d'intensité relatif (en anglais, *RIN: relative intensity noise*), qui représente la puissance du bruit d'intensité normalisée à la puissance optique moyenne du laser [43]. Le *RIN* d'un laser est exprimé en dB/Hz (*i.e.* les fluctuations relatives sont exprimées dans une bande de 1 Hz). Au récepteur, la contribution du *RIN* au bruit de courant se calcule comme [2]:

$$\langle I_{RIN}^2 \rangle = B_c (\mathcal{R}_p P_{moy,pd})^2 10^{\frac{RIN}{10}} . \quad (4.23)$$

Le bruit du générateur d'entrée

La contribution du bruit produit par le générateur d'entrée se retrouve à la sortie du lien optique. Nous considérons que ce bruit est d'origine thermique. Nous pouvons démontrer à partir de ce qui est vu à la section 4.4.1, page 83, que la densité spectrale monolatérale du bruit d'entrée, *disponible* du générateur, est donnée par:

$$\langle S_{bruit,in} \rangle = \frac{\left[\sqrt{\frac{4k_B B_c T}{R_0}} \left(\frac{1}{2} \right) \right]^2 R_0}{B_c} = k_B T , \quad (4.24)$$

lorsque le générateur « bruyant » est adapté à une charge de même impédance R_0 . Avec $T = 290$ K, nous retrouvons la quantité classique $k_B T = -174$ dBm/Hz.

Le gain G_{rf} du lien vient multiplier la puissance de bruit disponible en provenance du générateur. Ainsi au récepteur, les fluctuations quadratiques moyennes du courant, $\langle I_{bruit,in}^2 \rangle_{out}$, dues au bruit du générateur, sont exprimées par:

$$\langle I_{bruit,in}^2 \rangle_{out} = \langle I_{bruit,in}^2 \rangle G_{rf} = \frac{k_B T B_c}{R_0} G_{rf} . \quad (4.25)$$

où $\langle I_{bruit,in}^2 \rangle$ est la valeur moyenne quadratique du bruit de courant disponible du générateur.

4.4.2 Le rapport signal sur bruit et le facteur de bruit

Le budget de bruit consiste à déterminer la puissance de bruit tolérée pour une puissance de signal utile reçue. Le rapport signal sur bruit constitue la performance mesurable qui résume cette dualité.

Pour les systèmes analogiques, une fréquence porteuse est généralement modulée par un message. Dans le cas d'une application radar, une porteuse micro-onde de quelques gigahertz est modulée par des impulsions. Le bruit est très souvent comparé à la puissance de cette porteuse. Il est alors question de rapport porteuse sur bruit

(*CNR: carrier-to-noise ratio*) plutôt que de rapport signal sur bruit (*SNR: signal-to-noise ratio*). Le *CNR*. est, par définition, le rapport entre la puissance électrique de la porteuse et la puissance totale des bruits. Nous calculons ce rapport à la charge de sortie R_0 du récepteur:

$$CNR_{out} = \frac{\langle I_{rf,pd}^2 \rangle}{\sum \langle I_{bruits,pd}^2 \rangle + \langle I_{bruit,in}^2 \rangle_{out}}, \quad (4.26)$$

$$= \frac{\langle I_{rf,pd}^2 \rangle}{\langle I_{therm.Rx}^2 \rangle + \langle I_{shot}^2 \rangle + \langle I_{RIN}^2 \rangle + G_{rf} \langle I_{bruit,in}^2 \rangle}. \quad (4.27)$$

Notre équation se compare bien à celle obtenue par A. Seeds dans [2]. Nous avons en surplus le terme de bruit d'intensité du générateur $\langle I_{bruit,in}^2 \rangle$. Nous tenons compte d'un éventuel amplificateur optique au chapitre 5.

La dégradation du rapport signal sur bruit entre l'entrée et la sortie d'un système est souvent appelée facteur de bruit (F) [70]. Le facteur de bruit est donc défini par le ratio entre le rapport porteuse sur bruit d'entrée CNR_{in} et celui de sortie CNR_{out} , pour un système à une température fixe (290 Kelvin) et ayant des impédances d'entrée et de sortie adaptées. Nous avons posé, à la section 4.4.1, que le bruit d'entrée provient du bruit thermique du générateur. Sachant cela, nous pouvons expliciter le facteur de bruit F comme suit:

$$F = \frac{CNR_{in}}{CNR_{out}} = \frac{P_{rf,in}(R_0 \langle I_{bruit,in}^2 \rangle)^{-1}}{P_{rf,out}(R_0 \langle I_{bruit,out}^2 \rangle)^{-1}}. \quad (4.28)$$

Cette relation se simplifie pour donner:

$$F = \frac{\langle I_{bruit,out}^2 \rangle}{G_{rf} \langle I_{bruit,in}^2 \rangle}. \quad (4.29)$$

Le terme $\langle I_{bruit,out}^2 \rangle$ exprime l'intensité totale des bruits présents à la sortie du lien. En sachant que le bruit de sortie est la combinaison du bruit d'entrée et du bruit généré par le lien optique, on obtient:

$$F = \frac{\sum \langle I_{bruit,pd}^2 \rangle + G_{rf} \langle I_{bruit,in}^2 \rangle}{G_{rf} \langle I_{bruit,in}^2 \rangle},$$

$$= 1 + \frac{\sum \langle I_{\text{bruit},pd}^2 \rangle}{G_{rf} \langle I_{\text{bruit},in}^2 \rangle}. \quad (4.30)$$

Le bruit provenant de l'entrée est décrit à la page 85. Nous obtenons finalement l'expression suivante pour F :

$$F = 1 + \frac{R_0(\langle I_{\text{therm},Rx}^2 \rangle + \langle I_{\text{shot}}^2 \rangle + \langle I_{\text{RIN}}^2 \rangle)}{k_B T B_e G_{rf}}. \quad (4.31)$$

L'équation (4.31) est similaire aux expressions rapportées par C. H. Cox III *et al.* et J. A. MacDonald *et al.* [8, 62]. Ils obtiennent par contre un premier terme égal à 2 puisqu'ils tiennent compte du bruit thermique généré par la résistance du laser. Il est à remarquer que le facteur de bruit, lorsqu'il est exprimé en décibels, est couramment noté *figure de bruit*: $NF = 10 \log(F)$. La figure de bruit est un paramètre très utilisé par les concepteurs de systèmes de communication. Dans notre étude, nous en calculons la valeur pour l'architecture choisie, sans pour autant en faire l'étude approfondie.

4.5 Le calcul du budget de puissance et du budget de bruit d'une architecture arborescente passive

Suite à l'exposé de la théorie des liens optiques, nous considérons l'emploi de l'OSDN présenté à la figure 4.2 (page 70) pour la distribution optique d'une antenne réseau. Le réseau de distribution doit répartir un signal à 5.3 GHz en provenance d'un synthétiseur micro-onde et le distribuer à 576 sous-réseaux [16]. En décomposant 576 en ses facteurs premiers, nous obtenons $3 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 2$. Pour réaliser 1×576 , nous en déduisons que nous pouvons concaténer des coupleurs 1×3 et 1×8 disponibles sur le marché. Ainsi nous avons la cascade de quatre étages $[1 \times 3][1 \times 3][1 \times 8][1 \times 8]$. Selon les mesures présentées au chapitre 3, nous pouvons estimer les pertes d'excès et de séparation pour chaque étage. Celles-ci sont énumérées au tableau 4.4. Au total des pertes de distribution L_{opt} s'ajoutent les pertes de couplage laser-fibre et fibre-photodétecteur ainsi que la marge de sécurité. Nous évaluons le budget de puissance optique du système de distribution 1×576 avec l'équation (4.12) et nous obtenons $L_{opt,tot} = 40.6$ dB.

Les paramètres qui décrivent le transmetteur et le récepteur sont énumérés au

Paramètre	Symbole	Valeur	Unités
Perte d'épissure du 1 ^{ier} étage	$L_{\text{épis},1}$	0.1	dB
Perte de séparation du 1 ^{ier} étage	PS_1	4.8	dB
Perte en excès du 1 ^{ier} étage	PX_1	0.7	dB
Perte d'épissure du 2 ^{ième} étage	$L_{\text{épis},2}$	0.1	dB
Perte de séparation du 2 ^{ième} étage	PS_2	4.8	dB
Perte en excès du 2 ^{ième} étage	PX_2	0.7	dB
Perte d'épissure du 3 ^{ième} étage	$L_{\text{épis},3}$	0.1	dB
Perte de séparation du 3 ^{ième} étage	PS_3	9.0	dB
Perte en excès du 3 ^{ième} étage	PX_3	1.5	dB
Perte d'épissure du 4 ^{ième} étage	$L_{\text{épis},4}$	0.1	dB
Perte de séparation du 4 ^{ième} étage	PS_4	9.0	dB
Perte en excès du 4 ^{ième} étage	PX_4	1.5	dB
Perte de connecteur au Rx [73]	L_{con}	0.2	dB
Perte de la fibre optique	$\alpha_f L_f$	0.0	dB
Total des pertes de distribution	L_{opt}	32.6	dB
Marge de sécurité supplémentaire	M_s	3.0	dB
Coefficient de couplage laser-fibre	$\eta_{c.lf}$	4.0	dB
Coefficient de couplage fibre-photodétecteur	$\eta_{c.fp}$	1.0	dB

Tableau 4.4: Valeurs utilisées pour le calcul de la perte d'insertion totale du réseau de distribution 1×576 .

Paramètre du transmetteur	Symbole	Valeur	Unités
Courant de seuil du laser	I_{th}	20	mA
Rendement de conversion E-O du laser puce	\mathcal{R}_l	0.3	W/A
Courant de polarisation du laser	$I_{moy,lsc}$	53.33	mA
Indice de modulation	m	0.4	—
Résistance dynamique du laser	R_{laser}	4	ohms
Perte d'adaptation réactive du laser	$L_{adapt,lsc}$	0.5	dB
RIN du laser	RIN	-150	dB/Hz

Paramètre du récepteur	Symbole	Valeur	Unités
Efficacité quantique du photodétecteur puce	η_{pd}	0.85	—
Courant de noirceur du photodétecteur	I_d	0.1	nA
Perte d'adaptation du photodétecteur	$L_{adapt,pd}$	0	dB
Impédance électrique de référence	R_0	50	ohms
Facteur de bruit du préamplificateur	$F_{préamp}$	1	—
Largeur de bande du récepteur	B_c	200	MHz

Tableau 4.5: Valeurs utilisées pour le calcul du budget de puissance et de bruit d'un lien optique à $1.31 \mu\text{m}$, pour un transmetteur et un récepteur à 25 degrés Celsius.

tableau 4.5, ce sont des valeurs usuelles pour ce genre de composants. Mentionnons que le signal radar émis occupe une très faible bande, seulement 100 MHz autour de 5.3 GHz, soit 2 pour cent de la fréquence de la porteuse. Il est donc envisageable d'adapter de façon réactive l'impédance du laser et de subir une perte $L_{adapt,lsc}$.

Le courant de polarisation du laser est sélectionné pour obtenir une puissance optique moyenne de 10 mW à la facette du semi-conducteur. Par le choix d'un indice de modulation m , le calcul de la valeur de l'amplitude du courant nécessaire est effectué à l'aide de l'équation (4.6). L'indice de modulation est peu élevé ($m = 0.4$) pour éviter les distorsions qui surviennent lorsque sa valeur approche l'unité. Nous obtenons $I_{mod} = m(I_{moy,lsc} - I_{th}) = 13.3$ mA. La puissance électrique $P_{rf,in}$ requise pour la modulation du laser est, dans ce cas-ci, de -4.0 dBm, calculée avec (4.18).

Du côté du récepteur, le détecteur n'est pas adapté (en résonance) avec sa résistance de charge ($R_{charge,pd} = R_0$ et $L_{adapt,pd} = 0$ dB). Puisque le photodétecteur est considéré comme une source de courant d'impédance de sortie très élevée, il peut transférer tout son courant dans la résistance de charge, sans se soucier des réflexions, à condition que les connexions entre ce dernier et sa résistance de charge demeurent courtes. Également, la figure de bruit d'un éventuel préamplificateur est supposée nulle puisque nous nous intéressons à la performance des composants photoniques en premier lieu. Par contre, la largeur de bande du récepteur est fixée à $B_e = 200$ MHz, ce qui est deux fois plus large que le contenu spectral du signal radar, mais qui limite la puissance de bruit reçue.

Nous avons utilisé les équations (4.19), (4.27) et (4.31) pour calculer le gain RF (G_{rf}) du lien 1×576 , le rapport porteuse sur bruit (CNR_{out}) ainsi que la figure de bruit (NF). Le sommaire des performances est donné au tableau 4.6.

Le gain RF du lien étudié est faible. Pour l'architecture 1×576 qui nous intéresse, les pertes optiques sont importantes et le CNR au récepteur est très dégradé par rapport à l'entrée. En intégrant tout le bruit présent dans la bande de 200 MHz, nous trouvons que le CNR à la sortie est de -1.2 dB. La puissance du bruit est donc plus importante que celle du signal.

Pour notre application radar, nous désirons transmettre un signal ayant un CNR meilleur que 37 dB pour une bande de 200 MHz (> 120 dB/Hz). Pour l'instant, c'est un objectif qui n'est pas atteint. Par comparaison, C. D. Zaglanikis *et al.* suggèrent un

Paramètre	Symbole	Valeur	Unités
Budget de puissance optique	$L_{opt,tot}$	40.6	dB
Gain RF du lien	G_{rf}	-82.1	dB
Puissance RF de sortie	$P_{rf,out}$	-86.1	dBm
Rapport porteuse sur bruit de sortie	CNR_{out}	81.8	dB/Hz
Figure de bruit du lien	NF	88.1	dB

Tableau 4.6: Sommaire des performances calculées du lien optique passif 1×576 .

système similaire requérant 113 dB/Hz pour une bande estimée inférieure à 300 MHz (soit un $CNR > 28$ dB) [10]. H. Blauvelt *et al.* réalisent un système offrant un $CNR = 36$ dB [74]. S. Banerjee *et al.* s'interrogent sur la suffisance d'un CNR de 42 dB obtenu avec leur OSDN [7] et A. P. Goutzoulis propose une architecture opérant avec un CNR de 46.2 dB [75].

Afin de pouvoir estimer et comprendre l'effet qu'ont les pertes optiques sur le rapport porteuse sur bruit, le CNR a été calculé en fonction de celles-ci et normalisé dans une bande de 1 Hz. Le résultat de ce calcul est présenté à la figure 4.8.

Nous constatons que le CNR de notre architecture 1×576 est limité par le bruit thermique. À titre d'information, mentionnons que dans le cas d'un lien à très faible perte, le CNR est limité par le RIN du laser et par le bruit de grenaille au photodétecteur [2]. À la figure 4.8, nous n'affichons pas le terme $\langle I_{bruit,in}^2 \rangle G_{rf}$ de l'équation (4.27) car il est négligeable par rapport aux autres composantes de bruit. Ce terme est par contre nécessaire au calcul de la figure de bruit du lien optique.

Ainsi, la figure de bruit du réseau de distribution 1×576 se veut $NF = 88.1$ dB. C'est-à-dire que le signal d'entrée de -4 dBm présente un rapport signal sur bruit $CNR_{in} = 169.9$ dB/Hz et à la sortie, il est réduit à 81.8 dB/Hz. La figure de bruit du réseau de distribution est dominée par le faible gain RF (G_{rf}) obtenu. Comme nous l'avons constaté à l'équation (4.19), celui-ci dépend principalement des efficacités quantiques du laser et du détecteur, de leur adaptation d'impédance et des pertes optiques encourues.

Il existe donc une limite à la séparation $1 \times N$ d'un signal analogique au-delà de laquelle le CNR est dégradé fortement par le bruit thermique (dû au faible G_{rf}). Dans la

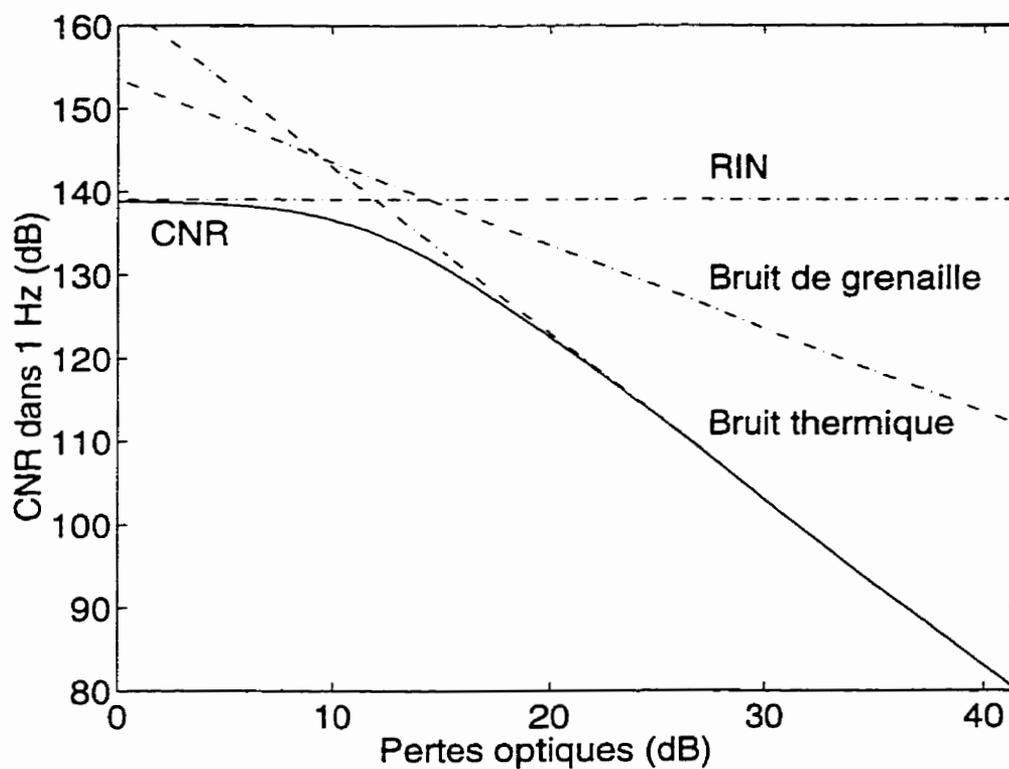


Figure 4.8: Calcul du rapport porteuse sur bruit CNR_{out} en fonction des pertes optiques d'un lien passif. $L_{opt,tot}|_{1 \times 576} = 40.6$ dB.

configuration du système étudié ci-haut, il est difficile de transmettre un signal de bonne qualité dans un réseau de distribution comportant plus de 20 dB de pertes optiques (il est donc difficile de séparer selon un rapport plus grand que 1×16 tout en conservant un rapport porteur sur bruit plus élevé que 120 dB/Hz). À cet effet, nous avons repris certains calculs en supposant que $L_{opt,tot} = 20.3$ dB. Nous avons alors obtenu $G_{rf} = -41.5$ dB, $CNR_{out} = 122.0$ dB/Hz et $NF = 48.0$ dB, ce qui produit un signal de meilleure qualité.

Par ailleurs, si le photodétecteur du système étudié était adapté, il en résulterait un fort gain sur G_{rf} , de même qu'une amélioration notable du CNR_{out} . Par exemple, si l'on suppose une valeur typique de $1 \text{ M}\Omega$ pour la résistance de jonction d'une photodiode, le gain supplémentaire obtenu par résonance se calculerait comme $R_{pd}/(4R_0) = 5000 = 37$ dB à l'aide de l'équation (4.15). Bien évidemment, des pertes d'adaptation $L_{adapt,pd}$ dues aux résistances distribuées du circuit réactif sont aussi prévisibles. À la sortie du récepteur, au même titre que le signal, le niveau de bruit de grenaille augmente avec la résonance [67]. À l'aide de cette approche, le récepteur est potentiellement limité par le bruit de grenaille et le lien pourrait supporter au mieux des pertes optiques allant jusqu'à 30 dB, comme le suggère une lecture de la figure 4.8. Une étude détaillée est requise pour obtenir une estimation plus précise.

En terminant cette section, nous pouvons dire qu'afin de maximiser le signal micro-onde reçu, la transmission optique doit employer :

- un laser à semi-conducteurs d'efficacité quantique élevée (ayant pour effet également de minimiser la puissance RF nécessaire à l'entrée du lien) et de puissance de saturation élevée;
- une adaptation d'impédance réactive du laser à semi-conducteurs sur la bande de fréquence du signal;
- Une grande efficacité de couplage entre le laser et l'entrée du réseau de distribution optique;
- un faible perte en excès du réseau de distribution ainsi qu'une bonne uniformité des pertes d'une branche à une autre;

- un couplage optique efficace de la sortie du réseau de distribution à un photodétecteur;
- et l'adaptation réactive d'un photodétecteur de bonne efficacité quantique.

Comme pour la plupart des systèmes analogiques, le système de distribution doit également offrir une bonne linéarité (surtout en regard des produits d'intermodulation de troisième ordre, puisque le signal est de faible bande). Nous n'avons pas fait l'étude des non-linéarités du lien mais ce sujet a été approfondi sous plusieurs rapports [76, 77, 78, 69]. Finalement, notons que d'autres besoins de l'antenne radar sont la reconfigurabilité et la calibration. Un circuit d'étalonnage est ainsi requis pour garantir l'intégrité du signal transmis ou reçu. L'inclusion de schèmes de redondance au réseau de distribution permet d'assurer la fiabilité de l'ensemble [16].

Une hypothèse de travail, pour réaliser ce réseau de « calibration » consiste à distribuer optiquement un signal de référence (en phase et en amplitude) afin de s'affranchir des fluctuations des fonctions de transfert des composants utilisés à la réception. Le signal du réseau de « calibration » se doit d'être reproductible: la distribution passive s'avère un candidat potentiel à cet effet. Le réseau passif que nous avons étudié dans ce chapitre pourrait donc servir à la distribution d'un tel signal de référence, conditionnellement à l'amélioration de ses performances de transmission. Par exemple, si ce lien est utilisé pour transmettre une référence, les distorsions harmoniques peuvent aisément être filtrées et la largeur de bande requise peut être réduite à 10 MHz par exemple; cela a pour effet de relaxer la valeur minimale du CNR_{out} à ≈ 110 dB/Hz.

Pour conclure, nous avons développé dans ce chapitre des équations qui décrivent les paramètres clés d'une transmission optique analogique. Elles nous ont permis, entre autres, de calculer le gain RF et d'évaluer le rapport signal sur bruit à la sortie d'un lien optique. À la lumière de nos résultats, afin de transmettre un signal radar avec le réseau de distribution passif *tel qu'étudié*, les pertes optiques totales tolérées sont limitées à ≈ 20 dB. Il faut en définitive considérer soit l'amélioration des paramètres mentionnés dans la liste ci-haut (comme par exemple procéder à l'adaptation d'impédance du récepteur), soit permettre l'usage de plusieurs sources modulées (il y a dans ce cas une division électrique du signal préalablement à la distribution optique⁴), soit l'ajout d'amplificateurs optiques [10] ou bien même le déploiement d'un lien basé sur la modulation externe d'une source laser puissante [75]. De notre côté, nous voyons au chapitre suivant comment l'ajout d'un amplificateur optique peut améliorer les performances de notre lien optique.

⁴Par exemple, un transmetteur pourrait comporter 36 lasers (chacun étant branché sur un réseau optique 1×16) tous modulés par la même source micro-onde.

CHAPITRE 5

LES PERFORMANCES D'UN RÉSEAU DE DISTRIBUTION OPTIQUE ACTIF

Ce chapitre décrit un système *actif* de distribution de signal employant l'amplification optique. Il complète l'étude d'un réseau de distribution ramifié, entamée au chapitre précédent. Les bilans des performances, tels le budget de puissance et le budget de bruit y sont présentés. Le modèle du chapitre 2 est utilisé pour calculer le bruit ajouté par des amplificateurs optiques à semi-conducteurs. L'influence de leur position dans le réseau de distribution est déterminée. Quelques résultats pratiques d'une transmission optique sont également présentés.

Au chapitre précédent, nous avons montré le cas d'un réseau passif de fibres optiques nécessitant l'amélioration du rapport signal sur bruit d'une transmission. C'est à ce titre que nous employons l'amplificateur optique à semi-conducteurs. Dans ce qui suit, nous étudions principalement le comportement de l'amplificateur ainsi que la qualité du signal micro-onde amplifié optiquement.

5.1 Une architecture de distribution arborescente active pour une antenne réseau

Nous avons montré à la section 4.1 des exemples d'architectures arborescentes. Leur conception ramifiée permet de distribuer le signal d'un transmetteur à plusieurs récepteurs. Afin d'augmenter la capacité de l'architecture passive et de surmonter la limite causée par le bruit thermique, des amplificateurs optiques sont situés à plusieurs embranchements du système de distribution.

La façon dont le réseau de distribution se ramifie peut constituer un sujet d'étude en soi. Pour une architecture donnée, il est possible de déterminer le nombre total de récepteurs et d'amplificateurs qu'inclut le réseau de distribution arborescent. Le modèle mathématique que nous proposons ci-après représente un réseau symétrique comprenant N étages de séparation et $N - 1$ étages d'amplification.

Soit le réseau de distribution suivant:

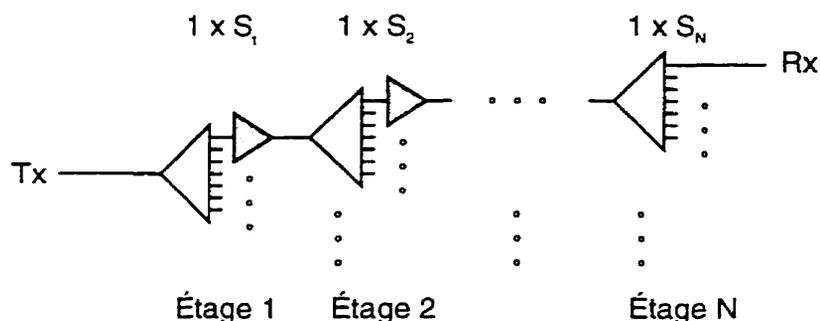


Figure 5.1: Réseau arborescent de distribution de signaux qui comporte des séparateurs de puissance et des amplificateurs optiques.

Si le nombre de séparations à chaque étage est donné par les éléments S_i du vecteur \mathbf{S} ,

$$\mathbf{S} = [S_1 \ S_2 \ S_3 \ S_4 \ \cdots \ S_N] ,$$

pour un seul émetteur, on calcule le nombre de récepteurs N_{Rx} :

$$N_{Rx} = \prod_{i=1}^N S_i , \quad (5.1)$$

le nombre d'amplificateurs optiques nécessaires N_{ao} :

$$N_{ao} = \sum_{j=1}^{N-1} \prod_{i=1}^j S_i , \quad (5.2)$$

et le nombre de séparateurs requis $N_{sép}$:

$$N_{sép} = N_{ao} + 1 . \quad (5.3)$$

Ce modèle simple qui décrit une architecture ramifiée peut s'avérer utile lorsque vient le temps de calculer le nombre de composants que contient un réseau de distribution. L'étude de la *topologie* d'une architecture active ramifiée s'arrête ici pour nous.

Dans les sections qui suivent, nous faisons l'analyse d'un lien optique actif représentant un réseau de distribution actif. Pour cela, nous employons la théorie vue au chapitre 4. Cette dernière s'appuie sur les références bibliographiques énumérées à la section 4.2 et nous nous basons aussi sur la théorie développée à l'appendice B. En ce qui concerne les antennes réseaux micro-ondes à commande optique, quelques auteurs ont traité de l'emploi d'amplificateurs optiques pour la distribution de signaux micro-ondes. Il s'agit entre autres de C. D. Zaglanikis *et al.* [10], S. Banerjee *et al.* [7], B. Moslehi [21], L. J. Lembo *et al.* [5] et de E. Twyford Kunkee *et al.* [6].

5.2 Les budgets de puissance optique et électrique d'un lien actif

5.2.1 Le budget de puissance optique

Il nous faut d'abord décrire les différents composants du lien actif. C'est ce qui est montré à la figure 5.2 et au tableau 5.1. On y retrouve les mêmes transmetteurs et récepteurs vus à la section 4.2. Par ailleurs, le réseau de séparation comporte un ou plusieurs amplificateurs optiques et filtres optiques passe-bande. Ces filtres limitent l'émission spontanée qui atteint les étages subséquents (que ce soit un récepteur ou un autre étage de séparation/amplification).

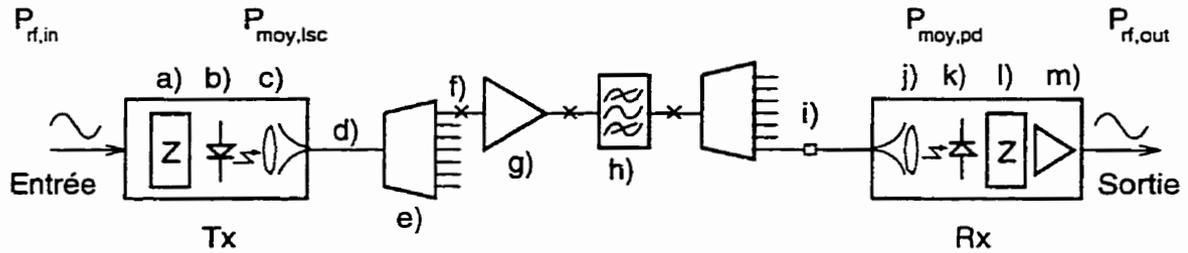


Figure 5.2: Système simplifié d'une distribution active d'un signal analogique. Un transmetteur est relié à plusieurs récepteurs à l'aide d'un réseau de distribution optique amplifié. Les divers composants qu'on y retrouve sont énumérés au tableau 5.1.

Transmetteur	Milieu de distribution	Récepteur
a) Adaptation d'impédance	d) Guides d'ondes optiques	j) Coupl. fibre-détecteur
b) Laser à semi-conducteurs	e) Séparateurs $1 \times N$	k) Photodiode
c) Couplage laser-fibre	f) Épissures	l) Adapt. d'impédance
	g) Amplificateurs optiques	m) Préamplificateur
	h) Filtres optiques	
	i) Connecteurs	

Tableau 5.1: Les éléments d'un OSDN actif tels qu'illustrés à la figure 5.2.

Le budget de puissance optique d'un réseau de distribution actif s'analyse de la même façon que celui d'un réseau passif. Nous reprenons les équations développées à la section 4.3 en y incluant un terme de gain optique G_{aos} , la double perte de couplage amplificateur/fibre $\eta_{c,af}$ et la perte d'insertion du filtre passe-bande optique L_{filtre} . Voici l'expression du budget de puissance optique:

$$L_{opt,tot} = \eta_{c,lf} + \sum_i PI_i + N_{con}L_{con} + N_{\acute{e}pis}L_{\acute{e}pis} \\ + 2\eta_{c,af} + G_{aos} + L_{filtre} + \alpha_f L_f + \eta_{c,fp} + M_s . \quad \text{en dB.} \quad (5.4)$$

Comme nous l'avons calculé au chapitre 2, page 38, il existe une puissance d'entrée de l'amplificateur optique à laquelle le gain sature. En deçà de cette puissance d'entrée, le gain de l'amplificateur peut être estimé comme constant. Une approche rigoureuse doit en tenir compte et inclure une fonction $G_{aos}(P)$ dans le budget de puissance optique, afin de modéliser une situation réelle. À cette fin, il faut au préalable caractériser l'amplificateur ou bien le modéliser à l'aide d'équations des taux, comme celles présentées au chapitre 2.

Nous pouvons calculer la puissance optique moyenne captée par le photodétecteur du récepteur en utilisant la formule (4.13):

$$P_{moy,pd} = 10^{\frac{-L_{opt,tot}}{10}} P_{moy,lsc} .$$

5.2.2 Le budget de puissance électrique

L'expression du budget de puissance électrique demeure similaire à ce que nous avons présenté au chapitre précédent: c'est le calcul du gain RF que subit un signal transmis par le système de distribution optique. La théorie développée au sujet de la photodétection d'un signal optique est appliquée de la même façon qu'au chapitre 4, page 78. À ce sujet, voir les équations (4.14) et (4.19) de même que l'équation (4.18) que nous reproduisons ci-après, relatant la puissance électrique du signal détecté $P_{rf,in}$:

$$G_{rf} = \frac{P_{rf,out}}{P_{rf,in}} , \\ G_{rf} = \frac{R_0}{R_{laser}} 10^{\frac{-(L_{adapt,lsc} + L_{adapt,pd})}{10}} (\mathcal{R}_l \mathcal{R}_p)^2 10^{\frac{-2L_{opt,tot}}{10}} .$$

Comme nous l'avions mentionné auparavant, un amplificateur qui offre un gain optique de 20 dB augmente le signal électrique de sortie de 40 dB. Pour une architecture donnée, une étude approfondie pourrait mettre en relief l'emploi d'amplificateurs optiques lorsque comparés avec des préamplificateurs électriques. Dans le cas d'une application spatiale, des facteurs de comparaison pourraient être développés, tels le gain par masse ajoutée, ou le gain par volume occupé. Dans le même ordre d'idées, A. P. Goutzoulis *et al.* présentent une analyse comparative masse-volume-puissance d'une architecture de distribution conventionnelle coaxiale/microruban et d'un système de distribution par fibres optiques, et ce dernier s'avère avantageux [75]. Dans notre cas, nous nous attardons plutôt aux performances et à la qualité du signal transmis.

5.3 Le budget de bruit d'un lien actif

La connaissance du budget de puissance est requise lors de l'estimation de la puissance de bruit tolérée à la réception d'un signal distribué. De façon similaire au chapitre 4, section 4.4.1, nous désirons calculer le rapport signal sur bruit d'un lien amplifié optiquement. Pour ce faire, nous allons d'abord décrire toutes les sources de bruit qui se retrouvent à la réception du signal optique. Comme dans un lien passif, il y a le bruit causé par le générateur d'entrée $\langle I_{\text{bruit.in}}^2 \rangle_{\text{out}}$, le bruit thermique au récepteur $\langle I_{\text{therm.Rx}}^2 \rangle$, celui provenant des fluctuations d'intensité du laser ($\langle I_{\text{RLN}}^2 \rangle$) et le bruit de grenaille $\langle I_{\text{shot}}^2 \rangle$. À cela s'ajoute des bruits de battement causés par l'émission spontanée des amplificateurs optiques ($\langle I_{s-sp}^2 \rangle$ et $\langle I_{sp-sp}^2 \rangle$). Le développement entier de certains termes de bruit associés à l'émission spontanée est un peu long et est présenté à l'appendice B.

5.3.1 Les bruits à la photodétection

Nous exprimons la puissance des bruits d'intensité associés aux fluctuations de courant au photodétecteur. Nous décrivons, dans ce qui suit, les diverses sources de bruits.

Le bruit du générateur d'entrée

C'est la valeur moyenne quadratique du bruit de courant du générateur, disponible à la sortie du récepteur ($\langle I_{bruits,in}^2 \rangle_{out}$, voir l'équation (4.25)). Dans le cas que nous étudions, le bruit est d'origine thermique:

$$\langle I_{bruit,in}^2 \rangle_{out} = \langle I_{bruit,in}^2 \rangle G_{rf} = \frac{k_B T B_e}{R_0} G_{rf} . \quad (5.5)$$

Le bruit thermique au récepteur

L'expression du bruit thermique est identique à celle vue à l'équation (4.20) et le propos tenu quant à son origine demeure valide.

$$\langle I_{therm.Rx}^2 \rangle = \frac{4k_B T B_e}{R_0} F_{préamp} . \quad (5.6)$$

Le bruit d'intensité du laser

Il en est de même pour le bruit d'intensité, il se présente au récepteur sous la forme suivante (voir l'équation (4.23)):

$$\langle I_{RIN}^2 \rangle = B_e (\mathcal{R}_p P_{moy,pd})^2 10^{\frac{RIN}{10}} . \quad (5.7)$$

Le bruit de grenaille

Pour un lien optique amplifié, l'expression du bruit de grenaille au récepteur contient un terme additionnel relié au photocourant moyen causé par l'émission spontanée de photons en provenance des amplificateurs.

$$\langle I_{shot}^2 \rangle = 2q B_e [\mathcal{R}_p (P_{moy,pd} + P_{ESA,pd}) + I_d] . \quad (5.8)$$

où $P_{ESA,pd}$ est la puissance totale de l'émission spontanée amplifiée reçue au photodétecteur. On voit très bien à l'aide de cette équation qu'un filtre optique passe-bande, situé à l'entrée du récepteur, peut limiter la contribution de l'émission spontanée amplifiée au bruit de grenaille.

Le bruit de battement entre le signal et l'émission spontanée

Les bruits de battement sont spécifiques aux liens optiques amplifiés. Ils résultent de la conversion optique-électrique d'une densité spectrale optique par un détecteur ayant une réponse non linéaire quadratique (voir l'appendice B.2). Ainsi, le spectre optique de l'émission spontanée et le signal interfèrent ensemble sur le photodétecteur et les multiples composantes en fréquence qui en résultent se retrouvent dans le domaine électrique. L'émission spontanée est produite sur une bande très large (B_{ESA}) qu'un filtre passe-bande optique peut restreindre sur une bande de largeur B_o . La bande électrique B_e du récepteur limite aussi la puissance de bruit détecté. La figure 5.3 illustre bien cela.

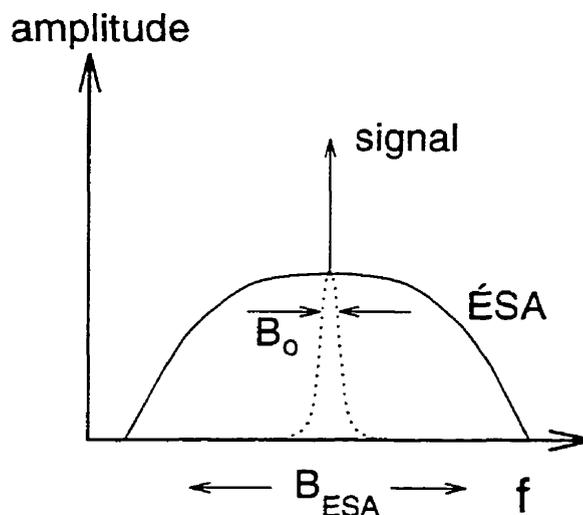


Figure 5.3: Représentation schématique des composantes de la densité spectrale optique de l'émission spontanée amplifiée et de la porteuse. L'émission spontanée peut être filtrée grâce à un filtre passe-bande.

Un premier terme de battement $\langle I_{s-sp}^2 \rangle$ est le bruit causé par l'interférence entre le signal et l'émission spontanée. Dans le calcul, la densité spectrale du bruit est supposée constante sur la bande optique B_{ESA} et nulle en dehors de cette bande:

$$\langle I_{s-sp}^2 \rangle = 4\mathcal{R}_p^2 \frac{P_{ESA,pd}}{m_t} P_{moy,pd} \frac{B_e}{B_o} \quad \text{avec } B_o \leq B_{ESA}, \quad (5.9)$$

où m_t est le nombre de modes transversaux de l'émission spontanée.

Le bruit de battement entre les composantes de l'émission spontanée

Le second terme de battement $\langle I_{sp-sp}^2 \rangle$ est produit par l'interférence des composantes de l'émission spontanée entre elles:

$$\langle I_{sp-sp}^2 \rangle = 2\mathcal{R}_p^2 \frac{P_{ESA,pd}^2 B_e}{m_t B_o} \quad \text{avec } B_o \leq B_{ESA} . \quad (5.10)$$

L'expression (5.10) suppose que $B_o \gg B_e$. Pour le développement des équations de bruits de battement, nous nous référons, entre autres, à l'ouvrage de E. Desurvire [33] (voir l'appendice B).

Dans la présentation des types de bruit dus à l'amplificateur optique, nous avons omis l'expression du bruit en excès de l'équation (B.10). En effet, ce terme dépend de la cohérence du signal d'entrée. Dans notre cas, le lien étudié utilise un laser monofréquence possédant un faible bruit d'intensité relatif (RIN), ce qui produit un bruit en excès inférieur aux autres sources de bruit.

5.3.2 Le rapport signal sur bruit et le facteur de bruit

La présence de l'amplificateur optique au sein du réseau de distribution a donc une influence sur le signal (il l'amplifie) et sur le bruit (il en ajoute). Nous exprimons la qualité du signal reçu par le rapport signal sur bruit. Comme au chapitre 4, nous étudions le rapport porteuse sur bruit au récepteur, qui s'exprime comme:

$$CNR_{out} = \frac{\langle I_{rf,pd}^2 \rangle}{\sum \langle I_{bruits,pd}^2 \rangle + \langle I_{bruit,in}^2 \rangle_{out}} . \quad (5.11)$$

En développant les termes, nous obtenons:

$$CNR_{out} = \frac{\langle I_{rf,pd}^2 \rangle}{\langle I_{therm,Rx}^2 \rangle + \langle I_{shot}^2 \rangle + \langle I_{s-sp}^2 \rangle + \langle I_{sp-sp}^2 \rangle + \langle I_{RIN}^2 \rangle + G_{rf} \langle I_{bruit,in}^2 \rangle} . \quad (5.12)$$

Nous pouvons déjà prédire que le rapport signal sur bruit dépend de la position de l'amplificateur optique à l'intérieur de l'OSDN. Tout dépendant de celle-ci, les pertes optiques distribuées influencent la puissance du signal d'entrée de l'amplificateur, donc modifient son gain par le phénomène de saturation. De plus, les pertes atténuent plus ou moins fortement l'émission spontanée qui est reçue au photodétecteur. Il existe donc un endroit sur le lien où l'on peut situer l'amplificateur optique qui maximise le *CNR*. Il y a un compromis entre l'émission spontanée de l'amplificateur et sa saturation. C'est ce que nous calculons à la prochaine section.

Le facteur de bruit du lien optique amplifié demeure un paramètre que nous désirons aussi calculer. Il se développe comme montré à la section 4.4.2 en incluant, en surplus, les termes provenant de l'émission spontanée.

$$F = 1 + \frac{R_0(\langle I_{therm,Rx}^2 \rangle + \langle I_{shot}^2 \rangle + \langle I_{s-sp}^2 \rangle + \langle I_{sp-sp}^2 \rangle + \langle I_{RIN}^2 \rangle)}{k_B T B_e G_{rf}} . \quad (5.13)$$

5.4 Le calcul du budget de puissance et du budget de bruit d'une architecture arborescente active

Nous procédons au calcul de la puissance du signal et des bruits générés à la photodétection, pour un lien optique comprenant un seul amplificateur optique à semi-conducteurs. Nous ajoutons donc un amplificateur à l'architecture arborescente du chapitre 4 et un filtre optique servant à limiter la bande optique utilisée. Nous employons les mêmes transmetteurs et récepteurs déjà présentés dans ce même chapitre. En omettant le gain de l'amplificateur optique, nous évaluons la perte optique du lien ($L_{opt,tot} - G_{aos}(P)$) à 47.6 dB, à l'aide de l'équation (5.4). Nous avons tenu compte 1) d'une perte d'insertion de 1 dB pour le filtre optique et 2) des pertes de couplage entre l'amplificateur optique à semi-conducteurs et la fibre optique de 3 dB par facette. Ces nouveaux éléments du budget de puissance sont énumérés au tableau 5.2.

Nous calculons le rapport signal sur bruit en fonction de la position de l'amplificateur optique à semi-conducteurs au sein de l'architecture arborescente afin de trouver l'emplacement idéal. Puisqu'il n'y a pas de solution analytique à ce problème, nous avons dû recourir au modèle d'amplification optique développé au chapitre 2.

Paramètre	Symbole	Valeur	Unités
Budget de puissance sans amplificateur	$L_{opt,tot}$	47.6	dB
Perte d'insertion du filtre optique	L_{filtre}	1	dB
Largeur de bande du filtre	B_o	100	GHz
Largeur de bande de l'ÉSA	B_{ESA}	14.2	THz
Coefficient de couplage ampli.-fibre	$2\eta_{c,af}$	6	dB
Gain de l'amplificateur	$G_{aos}(P)$	Modèle, §2.3.1	$I_{inj} = 50$ mA
Émission spontanée de l'amplificateur	$P_{ESA,out}$	Modèle, §2.3.1	$\beta_{sp} = 10^{-4}$

Tableau 5.2: Valeurs utilisées pour le calcul du budget de puissance et du budget de bruit du réseau de distribution actif 1×576 .

Comme illustré par un diagramme à la figure 5.4, pour chaque position possible de l'amplificateur sur le lien, nous déterminons la puissance du signal présent à son entrée ($P_{moy,pd}$).

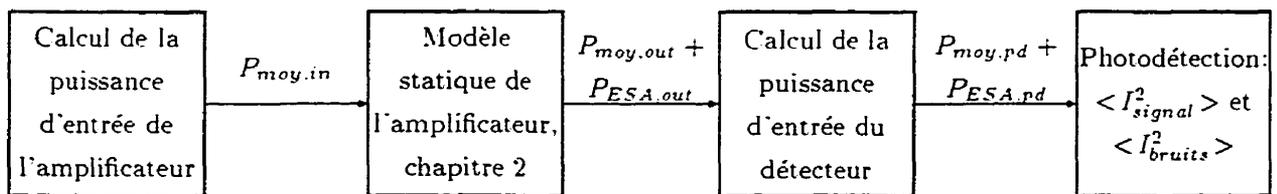


Figure 5.4: Diagramme montrant l'algorithme de calcul du CNR_{out} pour chaque position possible de l'amplificateur optique au sein du lien optique étudié.

Nous calculons ensuite la puissance à la sortie de l'amplificateur ($P_{moy,out}$), ainsi que la puissance totale de l'émission spontanée amplifiée ($P_{ESA,out}$) grâce au modèle d'amplificateur de la section 2.3.2. Nous réévaluons ces deux quantités lorsqu'elles sont finalement détectées par la photodiode. Toutes les composantes de bruit et de signal qui se présentent à la sortie du récepteur sont déterminées à l'aide des équations vues à la section 5.3. Le résultat du calcul est présenté à la figure 5.5. On y retrouve le tracé individuel de chaque composante de l'expression du rapport porteuse sur bruit (équation (5.12)).

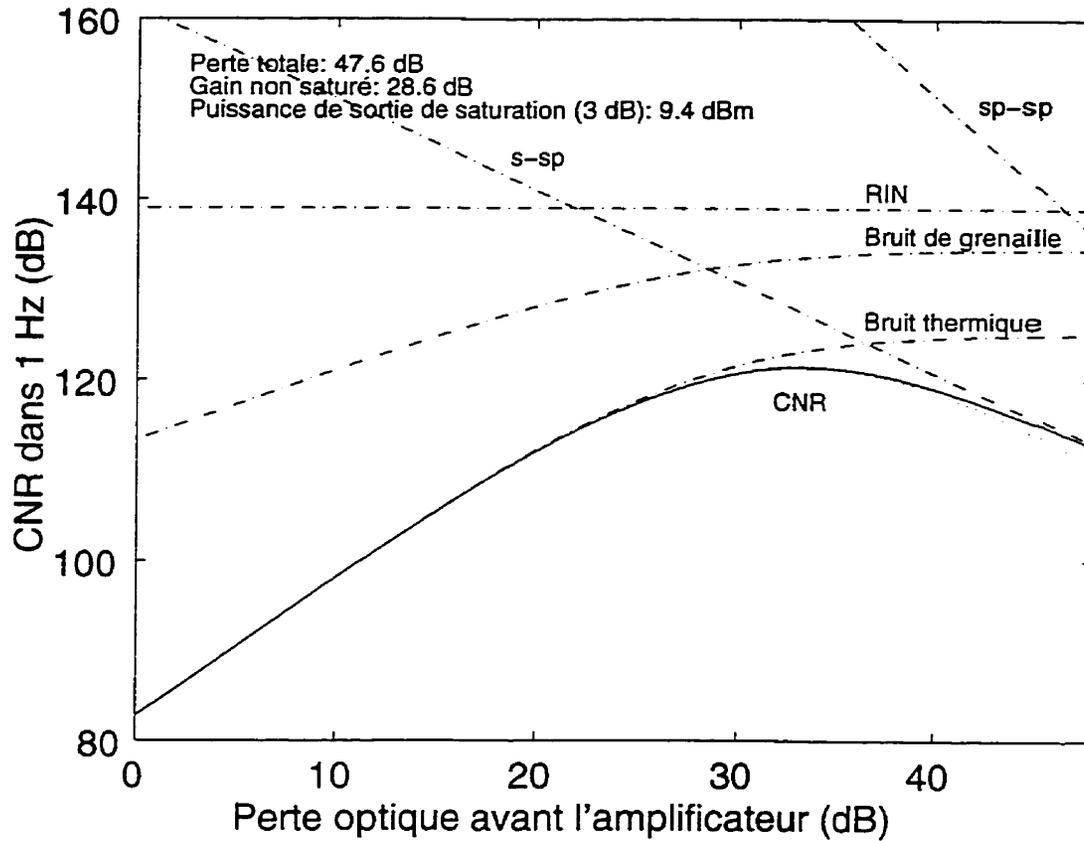


Figure 5.5: Le rapport porteuse sur bruit d'un lien optique micro-onde, en fonction de la position de l'amplificateur au sein des pertes optiques. Chaque composante de bruit est tracée individuellement (lignes -.-) de même que le CNR_{out} qui en résulte (ligne —). Nous recalculons le CNR_{out} dans le cas où le filtre optique a été omis (ligne ⋯).

Nous pouvons clairement identifier deux effets. Premièrement, lorsque l'amplificateur de notre modèle est situé directement à la sortie du laser (tel un amplificateur de puissance), le bruit thermique du récepteur domine, tout comme pour le cas d'un lien non amplifié, parce que l'amplificateur est en saturation et n'offre pas tout le gain possible. À l'opposé, lorsque l'amplificateur agit comme préamplificateur, en précédant directement le récepteur, le gain optique n'est pas saturé et est maximal¹. Par contre, l'ÉSA est émise à son maximum et aucune perte ne vient l'atténuer. Dans ce cas, le bruit dominant est la composante de battement « s-sp ». En pointillé, nous avons tracé la courbe du CNR_{out} lorsque la bande passante du filtre optique $B_o = B_{ESA}$. Dans ce cas, les composantes de bruit « sp-sp » et de grenaille se dégradent vers la fin du lien. De plus, le bruit de battement « s-sp » demeure le même puisqu'il est indépendant de la largeur de bande du filtre optique.

En ce qui concerne l'emplacement de l'amplificateur, il existe donc un compromis permettant un rapport porteuse sur bruit maximal. L'emplacement idéal se situe au-delà du milieu des pertes du réseau de distribution, dans notre cas il se situe à $\approx 70\%$ des pertes optiques en dB. Notre résultat est en accord avec les calculs de C. D. Zaglanikis *et al.* [10] et de ceux rapportés à la page 364 de l'ouvrage de P. E. Green [79]. Zaglanikis a utilisé une méthode de calcul similaire à la nôtre et a même poussé plus loin la simulation en optimisant le positionnement de deux amplificateurs en cascade dans un réseau de distribution. Un résumé des performances de l'architecture active est donné au tableau 5.3.

En résumé, l'ajout de l'amplificateur nous a permis de compenser les pertes et d'améliorer le rapport signal sur bruit. En se basant sur ce critère, l'emplacement idéal de l'amplificateur optique à semi-conducteurs dans l'architecture 1×576 se situe tout de suite après le troisième étage de séparation (*i.e.* $[1 \times 3][1 \times 3][1 \times 8]$ [amplificateur][1×8]). Une telle architecture comporterait 72 amplificateurs optiques. Cette quantité paraît élevée. Sans doute, des amplificateurs offrant plus de gain ou une plus grande puissance de saturation pourraient être installés plus près du transmetteur, permettant ainsi d'en réduire le nombre.

¹La courbe tiretée du bruit thermique nous donne une idée de l'évolution du gain optique de l'amplificateur.

Paramètre	Symbole	Valeur	Unités
Budget de puissance sans amplificateur	$L_{opt,tot}$	47.6	dB
Gain de l'amplificateur	G_{aos}	27.7	dB
Gain RF du lien	G_{rf}	-40.7	dB
Puissance RF de sortie	$P_{rf,out}$	-44.7	dBm
Rapport porteuse sur bruit de sortie	CNR_{out}	121.4	dB/Hz
Figure de bruit du lien	NF	48.5	dB

Tableau 5.3: Sommaire des performances calculées du lien optique actif 1×576 au point optimal $L_{opt,avant} = 33.3$ dB.

5.5 Un exemple de réalisation d'un lien optique et quelques mesures de systèmes

En guise de conclusion à notre travail, nous étudions expérimentalement un lien optique simple, composé d'une source optique continue qui émet à 1319 nm (voir la description du module au sections A.2 et 3.2) et qui est modulée à 5.3 GHz par l'étage optique de l'analyseur de réseau micro-onde HP 8703A. Cet étage comporte un modulateur externe de type Mach-Zehnder; le fonctionnement de cet appareil est décrit à la section 3.1.1. La sortie optique modulée peut être envoyée directement à une photodiode rapide (soit la photodiode interne de l'analyseur de réseau ou bien une photodiode p-i-n externe). Cela forme le lien optique passif. Si un amplificateur optique est adjoint au système de transmission, nous obtenons un lien actif. La figure 5.6 illustre notre système de mesure.

À la figure 5.6, DFB indique notre source optique dont la puissance est ajustée à l'aide d'un atténuateur optique variable *Attén*. Un contrôleur de polarisation CP est installé à la sortie de l'atténuateur. L'ajout d'un amplificateur optique à semi-conducteurs (AOS) est optionnel. Dans le cas d'une mesure de spectre micro-onde, la sortie optique modulée de l'analyseur de réseau est envoyée à une photodiode rapide p-i-n de New Focus suivie d'un amplificateur à faible bruit de JCA (AFB, $NF = 1.8$ dB) et de deux amplificateurs de puissance moyenne de Miteq (APM) connectés à l'analyseur de spectre HP 8562A. Dans le cas d'une mesure de fluctuations de phase et d'amplitude,

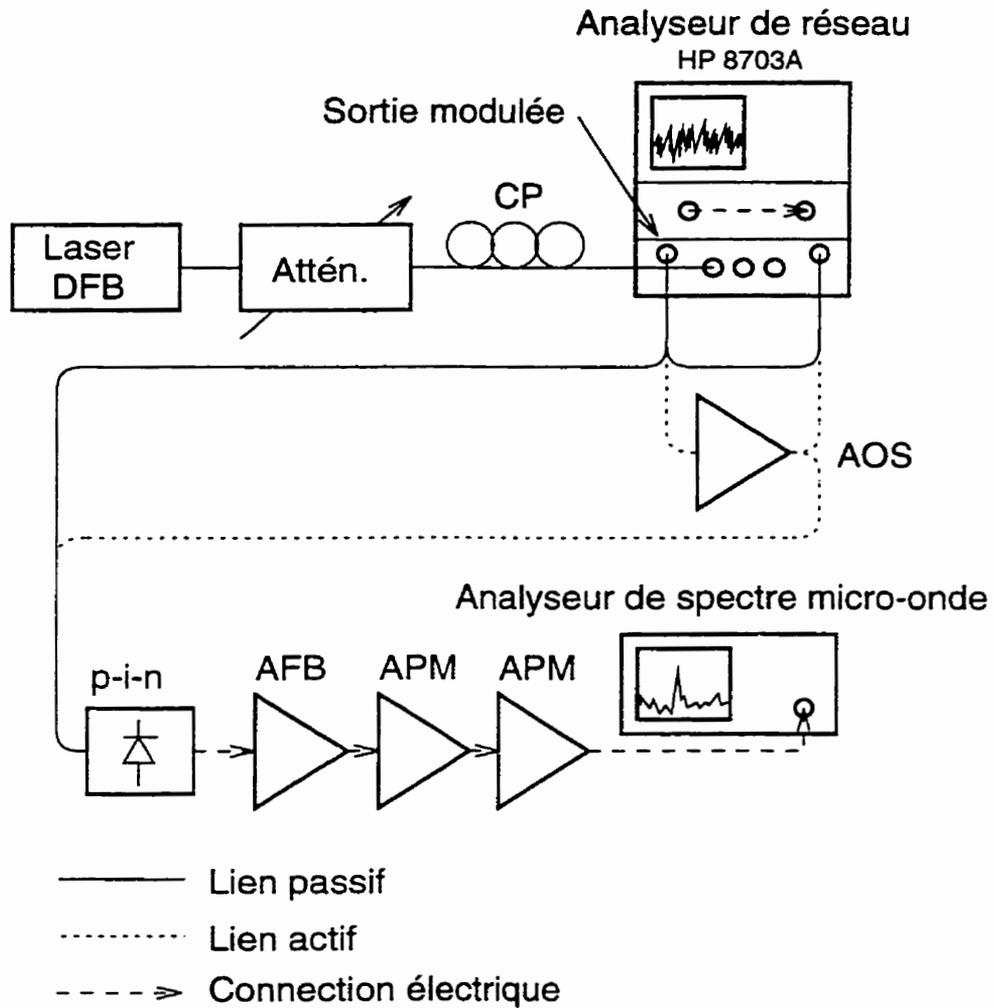


Figure 5.6: Système de mesure du spectre micro-onde détecté et des fluctuations instantanées de phase et d'amplitude du signal micro-onde.

la sortie optique modulée retourne vers le récepteur interne de l'analyseur de réseau.

Au cours des expériences, les courants du laser DFB et de l'amplificateur optique sont, dans l'ordre, $I_{inj,DFB} = 98.5$ mA et $I_{inj,AOS} = 108.5$ mA. Les températures des composants sont aussi stabilisées. La puissance optique moyenne à la sortie de l'analyseur de réseau est de -17.2 dBm.

5.5.1 Spectres micro-ondes à la sortie d'un lien passif et actif

Nous avons mesuré l'effet d'un amplificateur optique sur un signal micro-onde transmis par un lien optique. Nous avons utilisé l'amplificateur qui nous donne le plus de gain: l'amplificateur optique à semi-conducteurs Fabry-Pérot. Le résultat de cette mesure est montré à la figure 5.7.

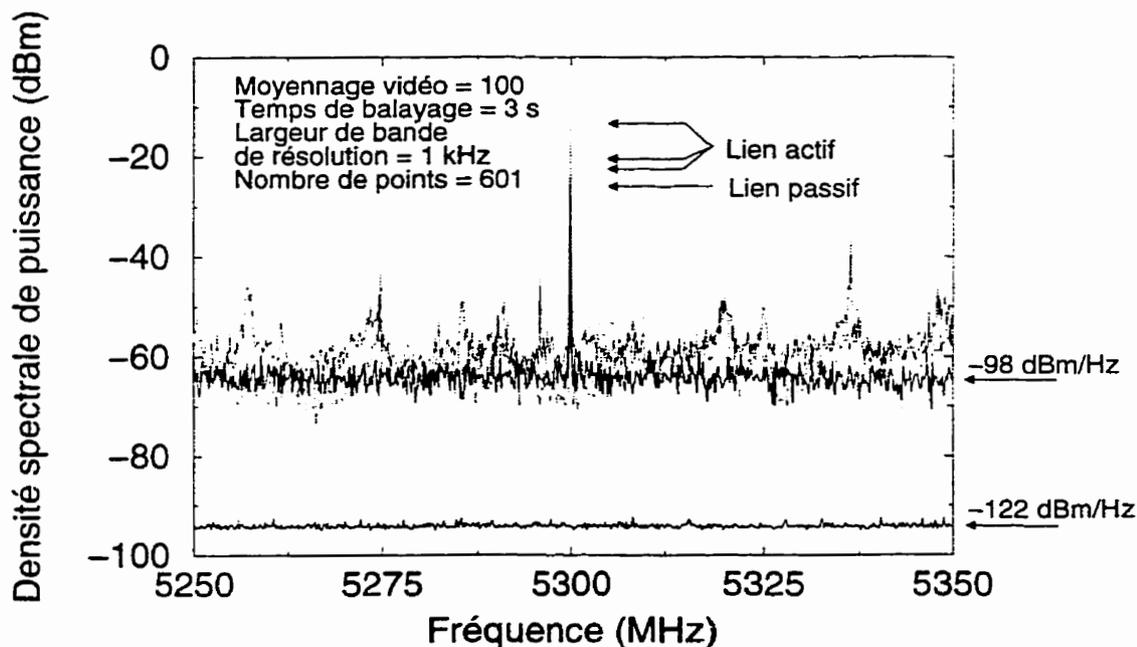


Figure 5.7: Mesure du spectre électrique au récepteur. Quatre signaux sont superposés: le signal de sortie du lien passif (1×) et le signal de sortie du lien actif (3×). La puissance du signal à 5.3 GHz est indiquée à l'aide des flèches.

Nous avons premièrement établi le plancher de bruit de la mesure de spectre en branchant une charge de 50 ohms directement à l'entrée de l'analyseur micro-onde. Le

plancher de bruit est à -122 dBm/Hz, mesuré à l'aide du marqueur de bruit.

Ensuite, nous construisons un lien passif comme décrit à la figure 5.6. Nous voyons le pic central à -25.8 dBm et le bruit accompagnant ce signal est de -98.2 dBm/Hz. Ce bruit est sans doute causé par le bruit de grenaille et le bruit d'intensité du laser mais nous n'avons pas mené d'expériences additionnelles afin de le déterminer plus précisément. Le rapport signal sur bruit est donc de 72.4 dB/Hz, ce qui est bien en dessous des 120 dB/Hz requis à la suite des simulations précédentes.

Nous avons ajouté un amplificateur optique au lien optique. Le gain à la résonance de l'amplificateur optique s'est par ailleurs montré difficile à reproduire et plutôt faible. Sur trois mesures, nous avons obtenu des puissances électriques de -22.3 , -20.3 et -13.3 dBm. Ceci correspond à des gains optiques de 1.8 , 2.8 et 6.3 dB, ce qui est faible comparativement aux résultats présentés au chapitre 3 (un couplage non optimal peut expliquer cela). Avec le lien actif, le plancher semble s'être dégradé d'environ 5 dB mais cela est difficile à déterminer avec exactitude à cause de la nature instable du spectre mesuré. Nous croyons que des réflexions optiques entre le laser DFB et l'amplificateur optique ont pu être à l'origine de la densité de bruit non uniforme et des variations du signal. En effet, nous n'avons pas d'isolateur optique entre ces deux composants. Une autre hypothèse pourrait être que le courant d'injection de l'amplificateur Fabry-Pérot est très près d'un seuil laser. Une dernière hypothèse serait la présence d'une oscillation dans la chaîne d'amplificateurs électriques car aucun isolateur électrique n'était utilisé, mais en principe les amplificateurs commerciaux sont stables.

5.5.2 Le bruit de phase mesuré au récepteur

La mesure de bruit de phase peut être effectuée selon plusieurs méthodes [80]. L'une d'entre elles consiste à échantillonner la phase et l'amplitude instantanées d'un signal micro-onde à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel et à en faire l'analyse de Fourier. Cette méthode permet d'étudier le bruit de phase tout près de la porteuse (de 0.001 à 800 Hz) avec l'appareil HP 8703A. Elle a été utilisée avec succès par M. Martin Chamberland dans ses travaux de doctorat [65]. D'autres méthodes utilisent un détecteur de phase (basé sur un mélangeur équilibré, par exemple) qui convertit les fluctuations de phase en fluctuations d'amplitude mesurées avec un analyseur de spectre [81, 82].

Pour notre étude, nous avons employé la méthode de l'échantillonnage. Nous avons établi le plancher de bruit de la technique en faisant l'acquisition directe de la sortie électrique de l'analyseur de réseau sur 1, 10, 100, 1000 et 10000 secondes. Ensuite, nous avons mesuré la sortie électrique d'un lien passif et d'un lien actif sur 1, 10, 100 et 1000 secondes. Quatre échantillons (1601 points) de la phase et de l'amplitude de la sortie du lien actif sont montrés à la figure 5.8. Sur 1, 10 et 100 secondes, nous voyons clairement que les fluctuations d'amplitude et de phase sont discontinues. La variance des fluctuations est plus élevée sur 1000 secondes.

Les résultats de la figure 5.8 peuvent nous indiquer que notre amplificateur Fabry-Pérot est opéré en saturation et peut-être trop près de son seuil laser. Sans doute que l'absence d'isolateur optique entre la source laser et l'entrée de l'amplificateur est aussi problématique. Toute instabilité spectrale de la source laser ou de l'amplificateur Fabry-Pérot peut alors affecter la phase micro-onde détectée. Les changements d'indice induits par la saturation et les effets de résonance de l'amplificateur semblent causer le déphasage du signal micro-onde reçu allant jusqu'à 30 degrés pointe. Pour notre application reliée aux antennes réseaux, la stabilité de la phase du signal distribué est un critère important. L'amplificateur Fabry-Pérot tel qu'utilisé ne semble pas offrir toute les performances requises.

Nous avons déterminé la densité spectrale des fluctuations relatives d'amplitude $S_{e_r}(f)$ et fluctuations de phase $S_{\phi}(f)$ grâce à la routine `psd.m` du programme MATLAB qui utilise la méthode des périodogrammes moyennés de Welch² [83]. Les résultats sont présentés aux figures 5.9 et 5.10.

Le plancher de bruit de la mesure est de 10^{-5} (en rad^2/Hz et $1/\text{Hz}$) sur toute la bande de fréquences observée. En général, pour les deux liens optiques, les fluctuations de phase sont plus importantes que les fluctuations d'amplitude. Les spectres que nous observons sont composés de bruit en $1/f$ (scintillement) et de bruit blanc. Ainsi, pour le lien passif, nous notons principalement un plancher de bruit blanc ainsi que du bruit en $1/f$ sous 0.1 Hz. Dans le cas du lien actif, du bruit blanc est observé au-delà de 100 Hz et du bruit en $1/f$ sous 100 Hz. Des composantes périodiques sont notées, entre autres, sur la bande allant de 1 à 200 Hz, dont une particulièrement intense à 50 Hz. Nous croyons que cette composante provient de vibrations. Un fait inusité, nous

²NFFT = 200, fenêtre de Hamming (par défaut), 50% de recouvrement.

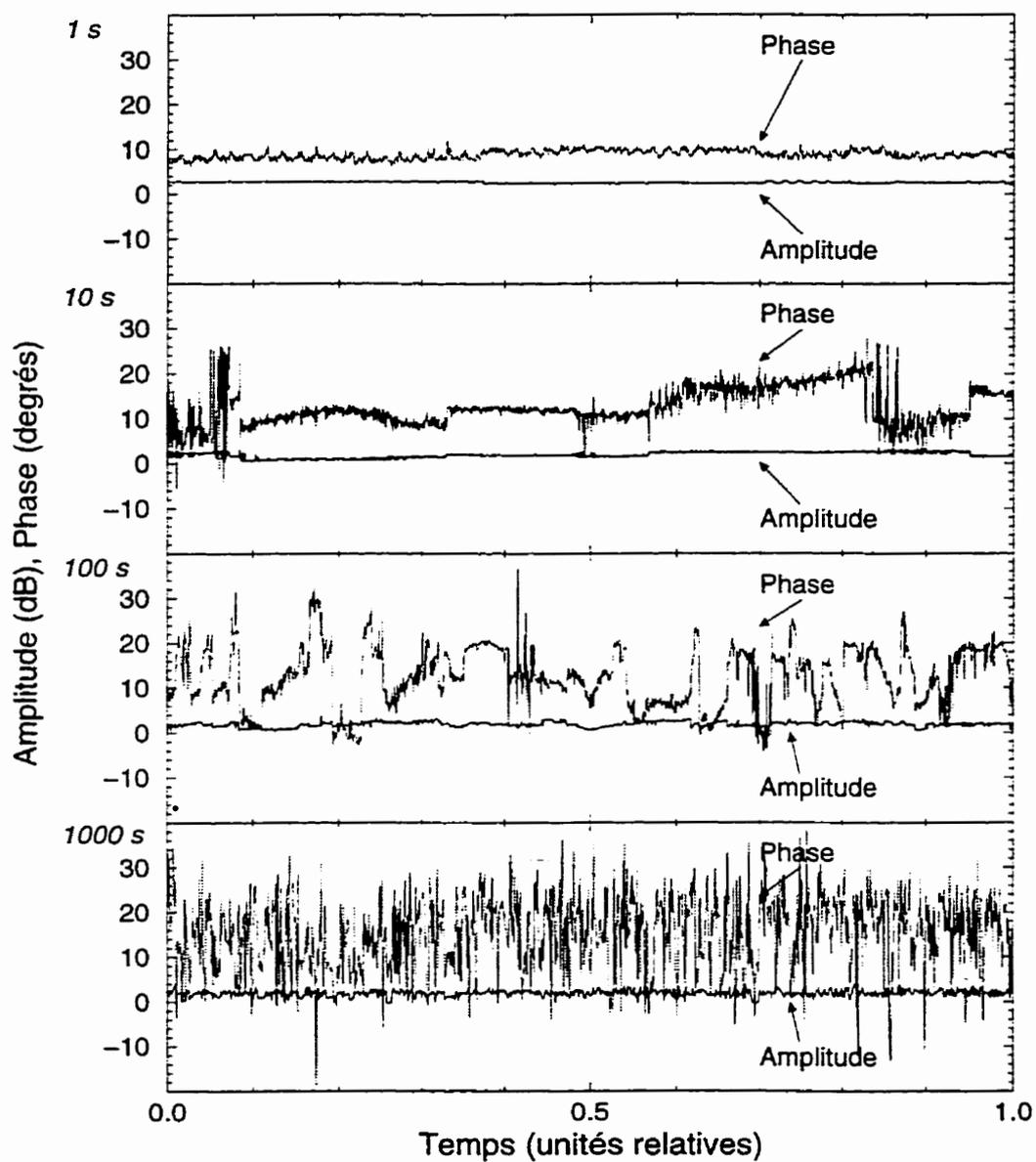


Figure 5.8: Mesure des fluctuations instantanés de phase et d'amplitude pendant 1, 10, 100 et 1000 secondes pour un lien actif comportant un amplificateur optique à semi-conducteurs Fabry-Pérot.

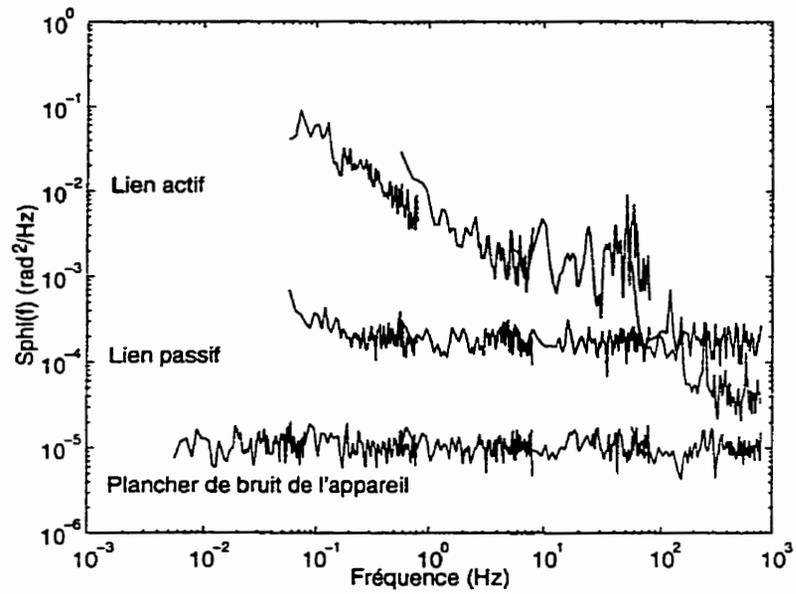


Figure 5.9: Calcul du spectre des fluctuations de phase $S_{\phi}(f)$.

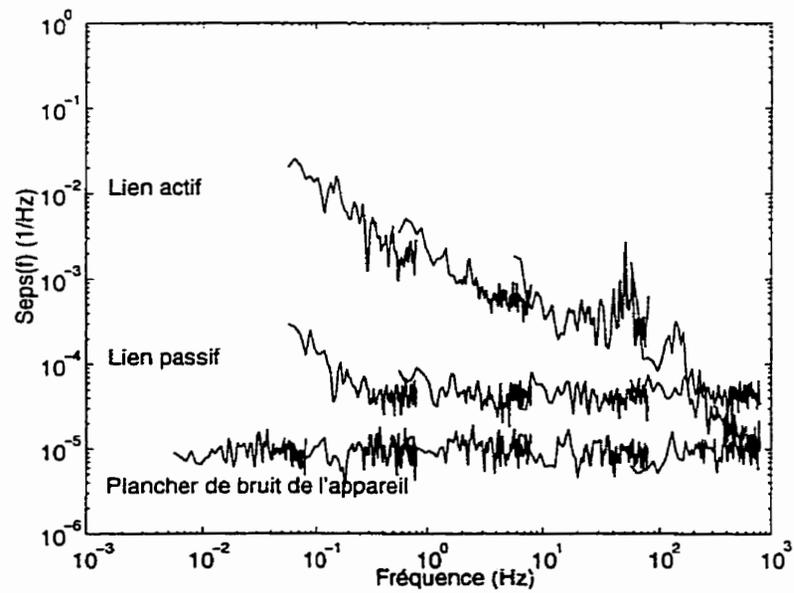


Figure 5.10: Calcul du spectre des fluctuations relatives d'amplitude $S_{\epsilon}(f)$.

observons moins de bruit au-delà de 200 Hz pour le lien actif comparativement au lien passif. Nous croyons que des réflexions optiques rendent cette mesure dépendante des conditions d'injection dans l'amplificateur optique (aucun isolateur optique ne se trouve entre l'amplificateur et le laser) et que sur quelques secondes, ces conditions ont pu changer. Dans une expérience subséquente, nous avons réduit le courant d'alimentation de l'amplificateur à 50 mA et nous avons obtenu des densités spectrales semblables à celles observées pour le lien passif, mais qui présentaient un bruit blanc plus élevé et un bruit en $1/f$ réduit.

Les échantillons de phase instantanée ($\phi(t)$, en radians) et d'amplitude relative ($\epsilon_r(t)$) peuvent servir à reconstruire le signal RF. $\gamma_{rf}(t)$ en est une représentation normalisée:

$$\gamma(t) = [1 + \epsilon_r(t)]e^{j\phi(t)} \quad (5.14)$$

Nous avons calculé la densité spectrale de ce signal complexe pour trois cas: pour le signal électrique de l'analyseur de réseau, pour celui transmis par le lien passif et pour celui obtenu par le lien actif. Les résultats sont illustrés à la figure 5.11. La plage dynamique de la technique de mesure est d'environ 70 dB. Ici encore, nous notons l'élargissement du spectre (près de la porteuse) causé principalement par le bruit de phase en $1/f$.

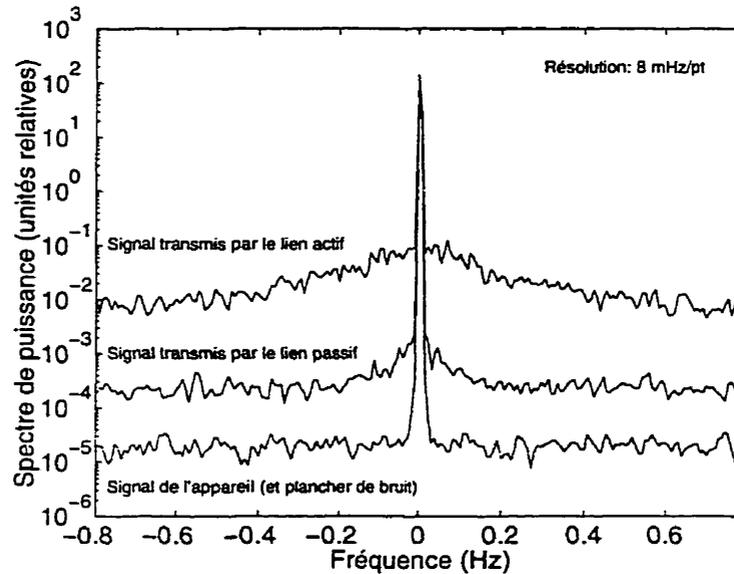


Figure 5.11: Reconstruction du spectre du signal électrique, après translation à 0 Hz. Le temps d'acquisition est de 1000 secondes.

En conclusion, cette section de mesures axées sur les performances d'un réseau de distribution nous a révélé que l'amplificateur optique à semi-conducteurs Fabry-Pérot, tel qu'utilisé, ne semble pas fonctionner idéalement. Sans écarter ce type d'amplificateur en se basant uniquement sur les résultats obtenus, le composant de choix pour réaliser un lien actif serait probablement un amplificateur à ondes progressives. Il faut dire que nous n'avons pas à notre disposition des amplificateurs de ce type qui fonctionnaient correctement pour en faire la comparaison. L'emploi d'un isolateur optique à la sortie du laser à semi-conducteurs serait également très approprié. Néanmoins, notre système de mesure utilisant un analyseur de spectre micro-onde et un analyseur de réseau nous apparaît être un bon outil de mesure pour caractériser les fluctuations de phase et d'amplitude d'un signal RF transmis par un lien optique.

CONCLUSION

Nous révisons ici les aspects de notre travail de recherche qui portait sur la distribution optique de signaux micro-ondes pour les antennes réseaux. Dans l'ordre, nous rappelons les objectifs de notre recherche ainsi que la pertinence des sujets étudiés. Nous indiquons les théories et notions utilisées ainsi que l'orientation donnée à nos travaux. Nous commentons les résultats que nous avons obtenus. Enfin, nous mentionnons les approches qui pourraient être approfondies dans le cadre de travaux ultérieurs.

Tout d'abord, la commande optique d'une antenne réseau peut être classée selon trois catégories: la génération optique de signaux micro-ondes, leur distribution et le contrôle de leurs phase et amplitude. Nos travaux ont eu pour objectif général d'étudier la distribution optique de signaux micro-ondes. Nous avons à comprendre et à résoudre les problèmes de distribution par fibre optique, notamment les pertes de séparation ou l'ajout de bruit par des amplificateurs optiques.

La nécessité de bien comprendre la fabrication, le fonctionnement et les caractéristiques des composants optoélectroniques et photoniques justifie le bien-fondé de notre étude de la distribution optique. En effet, les fibres optiques monomodes, les lasers et photodétecteurs en semi-conducteurs de même que les amplificateurs, filtres et coupleurs optiques ont été grandement déployés dans les systèmes de communication numérique. Il est pertinent d'avoir entrepris une étude, à la fois pratique et théorique, axée sur leur usage dans les systèmes analogiques (tels les antennes réseaux) afin de relever des particularités propres aux liens micro-ondes. Les connaissances acquises dans ce travail

sont utiles à la conception d'architectures de distribution et permettent de comprendre et de prévoir leurs performances.

Notre recherche s'est appuyée sur plusieurs notions théoriques. Dans ce mémoire, nous avons en effet revu les propriétés des fibres optiques et des coupleurs $1 \times N$. Nous avons présenté un chapitre complet sur les principes des amplificateurs optiques et placé en appendice une explication théorique de leur bruit. Nous nous sommes référés à plusieurs publications pour développer notre propre modèle numérique d'un amplificateur optique à semi-conducteurs. Nous avons aussi consulté les travaux de beaucoup d'auteurs afin de calculer le budget de puissance et la dégradation du rapport signal sur bruit d'un réseau de distribution par fibre optique. Nous avons simulé ces systèmes et jugé de leur faisabilité.

Du point de vu expérimental, nous avons exploré des techniques d'assemblage optomécanique et de couplage de lumière dans la fibre optique. Nous avons aussi procédé à l'élaboration de méthodes de mesure et à la caractérisation des performances de lasers et d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs. Nous avons ensuite utilisé ces composants pour mener des expériences de distribution optique de signaux micro-ondes.

Au terme de notre recherche, nous avons recueilli plusieurs résultats. Au sujet des composants en fibre optique, nos calculs sommaires nous ont révélé qu'un déphasage micro-onde de 1° à 5.3 GHz est causé par une longueur de fibre optique de 0.11 mm. Ensuite, ils nous ont aussi révélé qu'un écart de température de 1.0°C , observé sur une fibre de 10 mètres, cause 1° de déphasage à 5.3 GHz. Par contre, d'autres auteurs ont montré que cette sensibilité aux écarts de température ou même aux contraintes mécaniques est minimisée par l'emploi de câbles dont les fibres sont disposées en spirales. En mesurant des coupleurs 1×4 et 1×8 , nous avons dénoté que leurs pertes d'insertion sont non uniformes (de 0.8 dB pour l'un et de 1.3 dB pour l'autre) de même que leur déphasage à 5.3 GHz (de 108° et 63°).

Durant nos expériences, nous avons mis en boîtier un laser pouvant émettre plus d'un milliwatt dans une fibre optique grâce à une efficacité de couplage de 10%. Pour cela, nous avons développé une méthode de fabrication de fibres optiques à bout effilé. Nous avons aussi assemblé un transmetteur laser pouvant être modulé jusqu'à 7.5 GHz. Nous avons également assemblé trois puces amplificatrices en semi-conducteurs opérant

dans la région de $1.3 \mu\text{m}$ et réussi à minimiser l'échauffement de leur jonction. Nous avons ensuite mesuré les spectres d'émission spontanée et le gain de ces amplificateurs. Nous avons obtenu un gain de 13 dB pour un amplificateur optique à semi-conducteurs de type Fabry-Pérot. Pour ce dernier, nous avons étudié la sensibilité du gain optique à la longueur d'onde et l'avons aussi mesuré dans le domaine électrique à l'aide d'un analyseur de réseau micro-onde. D'après nos mesures, nous obtenons un gain dont la largeur de bande est d'environ 4 à 7 GHz. Les deux autres amplificateurs à ondes progressives que nous avons assemblés n'ont jamais offert un gain plus élevé que 4 dB.

Le modèle mathématique que nous avons développé au sujet des amplificateurs optiques à semi-conducteurs nous a permis de simuler adéquatement leur gain et leur puissance d'émission spontanée en régime statique. Le modèle est basé sur des équations différentielles résolues longitudinalement à l'aide de méthodes numériques. Bien qu'opérationnel, il demanderait une optimisation des valeurs de ses paramètres.

Les résultats sur les systèmes de distribution passifs ramifiés ont été obtenus suite à l'élaboration d'outils de simulation de liens optiques analogiques. Nous avons simulé un réseau de séparation de 1×576 affichant 40.6 dB de pertes optiques. Pour ce système, il nous apparaît que le faible rapport signal sur bruit obtenu (81.8 dB/Hz) est limité par le bruit thermique au récepteur. Nous croyons que les pertes totales d'un lien passif utilisant un laser de 10 mW se doivent donc d'être inférieures à ≈ 20 dB, à moins que l'adaptation d'impédance du détecteur ne soit effectuée. La qualité des composants (en termes de pertes d'insertion et d'efficacité) affecte beaucoup les performances. Un amplificateur optique à semi-conducteurs a été ajouté à l'architecture passive pour améliorer la puissance du signal transmis. Par contre, il introduit aussi des bruits de battement qui proviennent de l'émission spontanée. À l'aide de notre modèle d'amplificateur, nous avons optimisé sa position dans l'architecture. Nous constatons qu'un compromis existe entre le bruit de battement *s-sp* et le bruit thermique (dû à la saturation du gain et aux pertes de séparation). D'après notre simulation, l'amplificateur modélisé doit être placé suite à 70% des pertes de distribution (en décibels) de notre architecture: c'est l'endroit où le rapport porteuse sur bruit au récepteur est maximisé à 121.4 dB/Hz. Nos travaux nous ont permis d'arriver à des résultats similaires à ceux obtenus par d'autres chercheurs.

Au sujet de la distribution, nous avons fait quelques essais de transmission de signaux micro-ondes sur fibre optique. Nous avons observé le spectre micro-onde du signal détecté et mesuré son bruit de phase et d'amplitude. Avec la méthode d'échantillonnage de l'amplitude et de la phase, nous avons observé du bruit de phase en $1/f$ et du bruit blanc, surtout pour un lien comportant un amplificateur optique à semi-conducteurs Fabry-Pérot.

En définitive, les résultats de nos travaux contribuent à l'évaluation de la technologie photonique appliquée à la commande optique d'une antenne réseau micro-onde. Nos résultats sont valides pour d'autres systèmes de communication hyperfréquence et micro-onde. Pour nous, cela indique qu'il y a une foule d'avenues possibles à la suite de nos travaux. Par exemple, nous pourrions nous intéresser aux réseaux de distribution en réception qui recombinent les signaux au lieu de les séparer ou bien ceux qui comportent plusieurs amplificateurs optiques. Ou encore, il nous semble justifié de développer un modèle dynamique d'amplificateur optique à semi-conducteurs afin de s'attarder sur les distorsions causées aux signaux micro-ondes. Certains pourraient aussi procéder à l'étude de l'intégration monolithique d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs et de séparateurs optiques sur un même substrat afin de minimiser le volume occupé par les composants. Suite à la mesure du bruit de phase occasionné par un amplificateur Fabry-Pérot, nous avons observé que celle-ci peut varier jusqu'à 30° . Cela nous suggère de vérifier la possibilité de faire une commande stable de phase micro-onde à l'aide d'un amplificateur optique à semi-conducteurs. Quelques efforts pourraient être consacrés à l'analyse du poids, du volume, du coût et de la puissance consommée d'une architecture de distribution arborescente si on lui envisage une application spatiale. Finalement, il pourrait s'avérer utile de considérer l'usage d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium et de refaire l'analyse du bruit de phase d'un lien optique à l'aide des méthodes de l'échantillonnage et du détecteur de phase. Ce bruit risque d'être moins élevé que celui que nous avons observé avec un amplificateur optique à semi-conducteurs Fabry-Pérot.

RÉFÉRENCES

- [1] R. K. Raney, A. P. Luscombe, E. J. Langham, et S. Ahmed, « Radarsat », *Proceedings of the IEEE*, vol. 79, p. 839–849, juin 1991.
- [2] A. Seeds, « Optical technologies for phased array antennas », *IEICE Trans. Electron.*, vol. E76-C, p. 198–206, février 1993.
- [3] H. Zmuda et E. N. Toughlian. *Photonic Aspect of Modern Radar*. Norwood, MA: Artech House. 1994.
- [4] A. Kumar. *Antenna Design with Fiber Optics*. Norwood, MA: Artech House. 1996.
- [5] L. J. Lembo, M. Sergant, C. Tu, P. Wisseman, C. Zmudzinski, et J. C. Brock. « An integrated optoelectronic interconnect for phased-array antenna applications », dans *SPIE Vol. 2155*, p. 1–12, SPIE, 1994.
- [6] E. Twyford Kunkee, C. Zmudzinski, L. J. Lembo, J. Leight, R. Johnson, F. Alvarez, D. Nichols, et J. C. Brock, « Analog signal splitting and amplification for optically-controlled phased array antennas », dans *Technical Digest of Optical Amplifiers and their Applications*. (Victoria, C.-B.), p. 124–126, OSA, juillet 1997.
- [7] S. Banerjee, G. Zimmer, H. P. Feldle, et M. Holz, « A wide-band microwave/photonic distribution network for an X-band active phased array antenna », dans *IEE Colloquium on Microwave Opto-Electronics*, (Londres), p. 8/1–8/4, IEE, 1994.
- [8] C. H. Cox III, G. E. Betts, et L. M. Johnson, « An analytic and experimental comparison of direct and external modulation in analog fiber-optic links », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 38, p. 501–509, mai 1990.
- [9] A. S. Daryoush, E. Ackerman, R. Saedi, R. Kunath, et K. Shalkhauser, « High-speed fiber-optic links for distribution of satellite traffic », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 38, p. 510–517, mai 1990.
- [10] C. D. Zaglanikis et A. J. Seeds, « The use of optical amplifiers for signal distribution in optically controlled phased array antennas », *Journal on Communications*, vol. 43, p. 6–13, novembre 1992.

- [11] C. D. Zaglanikis et A. J. Seeds, « Computer model for semiconductor laser amplifiers with RF intensity-modulated inputs », *IEE Proceedings-J*, vol. 139, p. 254–262, août 1992.
- [12] A. Fekecs et M. Têtu, « Semiconductor optical amplifiers in microwave phased array antennas distribution networks », dans *The Second Graduate Student Optoelectronic Semiconductor Conference on Materials, Devices, and Applications, OESC95*, (Hamilton, Ontario), p. 59, mai 1995.
- [13] A. Fekecs et M. Têtu, « Amplificateurs optiques à semi-conducteurs dans une antenne-réseau micro-onde », dans *La Physique au Canada, Congrès de l'ACP CAM-95*, vol. 51, (Québec, Québec), p. 122, Association canadienne des physiciens, mai-juin 1995.
- [14] J. Babineau, A. Fekecs, C. Laperle, et M. Têtu, « Optically-driven C-band phased array antenna test bed using laser heterodyning, optically amplified signal distribution and microwave oscillator injection-locking », dans *Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*, (Calgary, Alberta), mai 1996.
- [15] J. Babineau, A. Fekecs, et M. Têtu, « Indirect optically injection-locked array of phase-locked C-band oscillators », dans *Proceedings of ANTEM'96*, (Montréal, Québec), IEEE Antenna and Propagation Society, août 1996.
- [16] J. Babineau, A. Fekecs, C. Laperle, et M. Têtu, « Proposal for an Optically-Controlled Active Phase-Array Antenna for an Advanced Synthetic Aperture Radar », rapport technique, Département de génie électrique et de génie informatique, Université Laval, 1995.
- [17] C. K. Kao et G. Hockham, « Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies », *IEE Proceedings*, vol. 113, no. 7, p. 1151–1158, 1966.
- [18] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. New York: John Wiley & Sons, 1991.
- [19] J. M. Senior, *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*. Hertfordshire: Prentice Hall International, seconde éd., 1992.
- [20] R. D. Esman, M. Y. Frankel, J. L. Dexter, L. Goldberg, M. G. Parent, D. Stilwell, et D. G. Cooper, « Fiber-optic prism true time-delay antenna feed », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, p. 1347–1349, novembre 1993.
- [21] B. Moslehi, *Photonic Aspect of Modern Radar*, ch. 17: Fiber-optic delay line signal processing architectures. H. Zmuda et E. N. Toughlian, éd., Norwood, MA: Artech House, 1994.
- [22] D. Chowdhuri et D. Wilcox, « Comparison between optical fiber birefringence induced by stress-anisotropy and geometric deformation », dans *Digest of optical fiber conference OFC'99*, (San Diego, Californie), p. WM9, OSA, février 1999.
- [23] Corning Incorporated, « Corning fused silica technical data sheet », rapport technique, <http://www.corning.com>, 1999.
- [24] J. E. Román, M. Y. Frankel, K. J. Williams, et R. D. Esman, « Temperature and strain gradient effects on optical fiber cables for phased-array antennas », dans *OFC Technical Digest*, (Dallas, Texas), p. 171, OSA, février 1997.

- [25] G. M. Williams, M. A. Putman, C. G. Askins, M. E. Gingerich, et E. J. Friebele, « Radiation effects in erbium-doped optical fibres », *Electronics Letters*, vol. 28, p. 1816–1818, 10 septembre 1992.
- [26] T. Rasmussen, J. K. Rasmussen, et J. H. Povlsen, « Design and performance evaluation of 1-by-64 multimode interference power splitter for optical communications », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, p. 2069–2074, octobre 1995.
- [27] F. Gonthier, « Coupleurs en étoile tout fibre insensibles en longueur d'onde », dans *Colloque Optique Guidée et Photonique 3*, (Montréal, Québec), p. 29–31, Association canadienne-française pour l'avancement des sciences, mai 1994.
- [28] D. A. Nolan, V. A. Bhagavatula, et C. Lermينياux, « Integrated-optics planar components », *IEEE Communications Magazine*, vol. 32, p. 62–67, juillet 1994.
- [29] C. Lermينياux, « Composants d'optique intégrée réalisés par échange ionique », dans *Colloque Optique Guidée et Photonique 3*, (Montréal, Québec), p. 25–28, Association canadienne-française pour l'avancement des sciences, mai 1994.
- [30] P. Mottier, « L'optique intégrée sur silicium », dans *Colloque Optique Guidée et Photonique 3*, (Montréal, Québec), p. 71–79, Association canadienne-française pour l'avancement des sciences, mai 1994.
- [31] Corning Incorporated, « Fiber-optic coupler glossary », Note d'application AN-117, Corning Incorporated, Telecommunications Products Division, Corning, NY, juillet 1989.
- [32] Bellcore, Piscataway, N. J., *GR-1209-CORE. Generic Requirements for Fiber Optic Branching Components. Issue 1*, novembre 1994.
- [33] E. Desurvire, *Erbium Doped Fiber Amplifiers : Principles and Applications*. New York: John Wiley & Sons, 1994.
- [34] T. Mukai, Y. Yamamoto, et T. Kimura, *Semiconductors and Semimetals*, vol. 22, partie E, ch. 3: Optical amplification by semiconductor lasers, p. 265–319. R. K. Willardson et A. C. Beer, éd., Orlando: Academic Press, 1985.
- [35] M. Têtu et A. Fekecs, « Étude comparative des différents amplificateurs optiques: Applications dans les réseaux », rapport technique, Université Laval, 1994.
- [36] N. S. Bergano, C. R. Davidson, M. A. Mills, P. C. Corbett, R. Menges, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, A. K. Srivastava, et C. Wolf, « Long-haul WDM transmission using 10 Gb/s channels: A 160 Gb/s (16x10 Gb/s) 6,000 km demonstration », dans *Postdeadline Papers of Optical Amplifiers and their Applications*, (Victoria, C.-B.), p. PD9-1-5, OSA, juillet 1997.
- [37] Y. Sun, J. W. Sulhoff, A. K. Srivastava, J. L. Zyskind, et C. Wolf, « Ultra wide band erbium-doped silica fiber amplifier with 80 nm of bandwidth », dans *Postdeadline Papers of Optical Amplifiers and their Applications*, (Victoria, C.-B.), p. PD2-1-5, OSA, juillet 1997.
- [38] M. Yamada, H. Ono, A. Mori, T. Kanamori, S. Sudo, et Y. Ohishi, « Ultra-broadband and gain-flattened EDFAs for WDM signals », dans *Technical Digest of Optical Amplifiers and their Applications*, (Victoria, C.-B.), p. 6–9, OSA, juillet 1997.

- [39] V. Morin, E. Taufflieb, et I. Clarke, « +20 dBm praseodymium doped fiber amplifier single-pumped at 1030 nm », dans *Technical Digest of Optical Amplifiers and their Applications*, (Victoria, C.-B.), p. 76–79, OSA, juillet 1997.
- [40] G. N. van den Hoven et L. F. Tiemeijer, « High performance semiconductor optical amplifiers », dans *Technical Digest of Optical Amplifiers and their Applications*, (Victoria, C.-B.), p. 108–111, OSA, juillet 1997.
- [41] P. X. Lionais, J. C. Cartledge, et M. O’Sullivan, « Estimating the input and output coupling losses of an erbium doped fiber amplifier », dans *Technical Digest of Optical Amplifiers and their Applications*, (Victoria, C.-B.), p. 18–21, OSA, juillet 1997.
- [42] J. Kemtchou, M. Duhamel, et P. Lecoy, « Temperature dependance of the gain in erbium-doped fiber amplifier — comparison between silica and fluoride fibers », dans *Technical Digest of Optical Amplifiers and their Applications*, (Victoria, C.-B.), p. 22–25, OSA, juillet 1997.
- [43] G. P. Agrawal et N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*. New York: Van Nostrand Reinhold, seconde éd., 1993.
- [44] S. W. Corzine. *Quantum Well Lasers*, ch. 1: Optical gain in III-V bulk and quantum well semiconductors, p. 17–96. Peter S. Zory Jr, éd., San Diego, CA: Academic Press. 1993.
- [45] M. Osinski et M. J. Adams, « Gain spectra of quaternary semiconductors ». *IEEE Proceedings. Part I*. vol. 129. p. 229–235. décembre 1988.
- [46] T. Saitoh, T. Mukai, et O. Mikami, « Theoretical analysis and fabrication of anti-reflection coatings on laser-diode facets ». *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-3. p. 288–293. avril 1985.
- [47] A. J. Collar, G. D. Henshall, J. Farré, B. Mikkelsen, Z. Wang, L. Eskildsen, D. Olesen, et K. E. Stubkjaer, « Low residual reflectivity of angled-facet semiconductor laser amplifiers ». *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 2. p. 553–555. août 1990.
- [48] C. E. Zah, R. Bhat, S. G. Menocal, N. Andreadakis, F. Favire, C. Caneau, M. A. Koza, et T. P. Lee, « 1.5- μm GaInAsP angled-facet flared-waveguide traveling wave laser amplifier », dans *Digest of optical fiber conference OFC’90*, p. 145. THB4, OSA, janvier 1990.
- [49] I. D. Henning, M. J. Adams, et J. V. Collins, « Performance prediction from a new optical amplifier model », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-21, p. 609–613, janvier 1985.
- [50] M. J. O’Mahony, « Semiconductor laser optical amplifiers for use in future fiber systems », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, p. 531–544, avril 1988.
- [51] S. Shimada et H. Ishio, *Optical Amplifiers and their Applications*. Chichester: John Wiley & Sons, 1988.
- [52] P. Brosson, « Analytical model of a semiconductor optical amplifier ». *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, p. 49–54, janvier 1994.

- [53] D. Marcuse, « Computer model of a semiconductor optical amplifier », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-19, no. 1, p. 63–73, 1983.
- [54] M. J. Adams, J. V. Collins, et I. D. Henning, « Analysis of semiconductor laser optical amplifiers », *IEE Proceedings-J*, vol. 132, p. 58–63, février 1985.
- [55] W. H. Press, S. Teukolsky, W. T. Vetterling, et B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing*. Cambridge: Cambridge University Press, seconde éd., 1994.
- [56] T. Durhuus, B. Mikkelsen, et K. E. Stubkjaer, « Detailed dynamic model for semiconductor optical amplifiers and their crosstalk and intermodulation distortion », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, p. 1056–1064, août 1992.
- [57] K. Y. Lau et A. Yariv, « Ultra-high speed semiconductor lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, p. 121–138, février 1985.
- [58] B. A. Richardson, D. M. Adams, T. Kovats, et H. B. Kim, « A 20 GB/s hybrid packaged semiconductor laser preamplifier/PIN photodiode detector », dans *Digest of optical fiber conference OFC'90*, p. 77, OSA, janvier 1990.
- [59] W. Rideout, E. Eichen, J. Schlafer, J. Lacourse, et E. Meland, « Relative intensity noise in semiconductor optical amplifiers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 1, p. 438–440, décembre 1989.
- [60] R. Ouellet, « Étude de l'interféromètre de Fabry-Pérot pour la mesure du spectre des fluctuations de fréquence d'un laser à semi-conducteurs. », Mémoire de maîtrise, l'Université Laval, Québec, juin 1990.
- [61] E. Ackerman. *Photonic Aspect of Modern Radar*, ch. 12: RF fiber-optic links, p. 323–350. H. Zmuda et E. N. Toughlian, éd. Norwood, MA: Artech House, 1994.
- [62] J. A. MacDonald, E. I. Ackerman, et J. L. Prince, « Signal and noise analysis of direct modulation fiber optic link with optical components and arbitrary lossless matching circuits », dans *MTT-S Digest*, p. 167–170, IEEE, 1994.
- [63] R. Simons, *Optical Control of Microwave Devices*. Boston: Artech House, 1990.
- [64] M. Chamberland, « Génération de bandes latérales dans le spectre de lasers à semi-conducteurs pour applications aux réseaux d'antennes micro-ondes », Mémoire de maîtrise, l'Université Laval, Québec, septembre 1991.
- [65] M. Chamberland, *Génération et caractérisation de signaux micro-ondes produits par hétérodyne optique entre deux lasers à semi-conducteurs synchronisés*. Thèse de doctorat présentée à, l'Université Laval, Québec, janvier 1995.
- [66] S. Y. Liao, « Charting the microwaves waters », *IEEE Potentials*, vol. 13, p. 32–33, février 1994.
- [67] T. E. Darcie, B. L. Kasper, J. R. Talman, et C. A. Burrus Jr, « Resonant p-i-n-FET receivers for lightwave subcarrier systems », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, p. 582–589, avril 1988.
- [68] G. Gonzalez, *Microwave Transistor Amplifiers, Analysis and Design*. Englewood Cliffs, N. J.: Prentice-Hall, seconde éd., 1984.

- [69] C. Laperle, « Étude de la plage dynamique sans composantes discrètes d'un lien optique avec modulateur externe », rapport technique, Université Laval, juin 1994.
- [70] R. Pettai. *Noise in Receiving Systems*. New York: John Wiley & Sons, 1984.
- [71] K. S. Shanmugan et A. M. Breipohl, *Random Signals: Detection, Estimation and Data Analysis*. New York: John Wiley & Sons, 1988.
- [72] H. W. Ott, *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*. New York: John Wiley & Sons, seconde éd., 1993.
- [73] Y. Ando, S. Iwano, K. Kanayama, et R. Nagase, « Statistical analysis on connection characteristics of optical fiber connectors », *IEICE Trans. Electron.*, vol. E77-C, p. 1970–1982, décembre 1994.
- [74] H. Blauvelt, D. B. Huff, G. J. Stern, et I. L. Newberg. « Reduced insertion loss of X-band RF fiber-optic links », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 38, p. 662–664, mai 1990.
- [75] A. P. Goutzoulis et R. P. Gouse, « Comparison of conventional and fiberoptic manifolds for a dual band (UHF and S) phased-array antenna », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 45, p. 246–253, février 1997.
- [76] H. Jung et O. K. Tonguz. « Comparison of fiber and coaxial link for access network in microcellular PCS ». *Electronics Letters*. vol. 32, p. 425–426, 29 février 1996.
- [77] M. R. Phillips et T. E. Darcie. « Numerical simulation of clipping-induced distortion in analog lightwave systems ». *IEEE Photonics Technology Letters*. vol. 3, p. 1153–1155, décembre 1991.
- [78] T. K. Fong, M. Tabara, D. J. M. Sabido IX, et L. G. Kazovsky. « Dynamic range of externally modulated analog optical links: optical amplification versus coherent detection ». *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, p. 270–272, février 1994.
- [79] P. E. Green. *Fiber Optic Networks*. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1993.
- [80] Hewlett-Packard. *Application note 207: Understanding and measuring phase noise in the frequency domain*. octobre 1976. 207.
- [81] CHRONOS, *La mesure de la fréquence des oscillateurs*. Paris: Masson, 1991.
- [82] L.-G. Bernier, *Étude de la stabilité de fréquence d'oscillateurs et d'amplificateurs*. Thèse de doctorat présentée à, l'École polytechnique fédérale de Lausanne. Lausanne, 1987.
- [83] P. D. Welch, « The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms ». *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, vol. AU-15, p. 70–73, juin 1967.
- [84] M. Saruwatari et T. Sugie, « Efficient laser diode to single-mode fiber coupling using a combinaison of two lenses in confocal condition », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-17, p. 1021–1027, juin 1981.
- [85] H. Kuwahara, M. Sasaki, et N. Tokoyo, « Efficient coupling from semiconductor lasers into single-mode fibers with tapered hemispherical ends », *Applied Optics*, vol. 19, p. 2578–2583, 1 août 1980.

- [86] B. Hillerich, « Shape analysis and coupling loss of microlenses on single-mode fiber tips », *Applied Optics*, vol. 27, p. 3102–3106, 1 août 1988.
- [87] G.-D. Khoe, H. G. Kock, D. Küppers, J. H. F. M. Poulissen, et H. M. De Vrieze. « Progress in monomode optical-fiber interconnection devices », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-2, p. 217–227, juin 1984.
- [88] C. A. Edwards, H. M. Presby, et C. Dragone, « Ideal microlenses for laser to fiber coupling », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, p. 252–257, février 1993.
- [89] J. Sakai et T. Kimura, « Design of a miniature lens for semiconductor laser to single-mode fiber coupling », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-16, p. 1059–1067, octobre 1980.
- [90] J. Yamada, Y. Murakami, J. Sakai, et T. Kimura, « Characteristics of a hemispherical microlens for coupling between a semiconductor laser and a single-mode fiber », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-16, p. 1067–1072, octobre 1980.
- [91] Z. Wang, B. Mikkelsen, B. Pedersen, K. E. Stubkjaer, et D. S. Olesen, « Coupling between angled-facet amplifiers and tapered lens-ended fibers », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, p. 49–54, janvier 1991.
- [92] B. Hillerich et J. Guttman. « Deterioration of taper lens performance due to taper asymmetry », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, p. 99–104, janvier 1989.
- [93] H. M. Presby et C. A. Edwards. « Near 100% efficient fibre microlenses », *Electronics Letters*, vol. 28, p. 582–584, 12 mars 1992.
- [94] K. Shimoda, H. Takahashi, et C. H. Townes. « Fluctuations in amplification of quanta with application to maser amplifiers », *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 12, no. 6, p. 686–700, 1957.
- [95] Y. Yamamoto, « Noise and error rate performance of semiconductor laser amplifiers in PCM-IM optical transmission systems », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-16, p. 1073–1081, octobre 1980.
- [96] P. Diament et M. C. Teich, « Evolution of the statistical properties of photons passed through a traveling-wave laser amplifier », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, p. 1325–1334, mai 1992.
- [97] G. L. Cariolaro, P. Franco, M. Midrio, et G. L. Pierobon, « Complete statistical characterization of signal and noise in optically amplified fiber channels », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, p. 1114–1122, juin 1995.
- [98] N. A. Olson et P. S. Henry, « Lightwave systems with optical amplifiers », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, p. 1071–1082, juillet 1989.

APPENDICE A

LES TECHNIQUES DE MISE EN BOÎTIER ET D'ASSEMBLAGE OPTOÉLECTRONIQUE

Une technique de fabrication de fibres optiques à bout effilé est développée afin de coupler efficacement la lumière entre un guide d'ondes semi-conducteur et une fibre optique. Cette méthode de couplage nous a servi lors de la mise en boîtier d'un laser à semi-conducteurs pour opération continue. Une source à modulation directe à large bande est réalisée à l'aide d'un laser DFB et d'une ligne de transmission microruban. Finalement, des amplificateurs optiques à semi-conducteurs sous forme de puces ont été assemblés sur une monture thermorégulée, afin d'en faire l'étude expérimentale.

A.1 Le couplage optique avec des fibres optiques à bout effilé

L'interface entre un composant optoélectronique à semi-conducteurs et une fibre optique doit permettre le couplage de la lumière entre le mode de propagation fondamental de

la fibre (dans le cas d'une fibre monomode) et le mode supporté par le guide d'ondes semi-conducteur. C'est un problème rencontré lors de la mise en boîtier du composant.

L'injection et la collection de lumière peuvent se faire avec des lentilles de forte ouverture numérique et de faible longueur focale. La méthode couramment utilisée consiste à utiliser un système à deux lentilles, une pour collimer le faisceau à la sortie du laser à semi-conducteurs et l'autre pour le focaliser dans la fibre optique. La longueur focale de chaque lentille est choisie pour obtenir le facteur de grandissement requis [84].

Si le composant à mettre en boîtier est un amplificateur optique à semi-conducteurs et que la technique décrite ci-haut est employée pour accomplir le couplage optique, il faut positionner un système à deux lentilles ainsi qu'une fibre optique de chaque côté du composant, soit au total 6 pièces d'optique. Il existe une méthode qui requiert un nombre réduit de pièces d'optique. Il s'agit d'amener directement une fibre optique devant le composant et de la positionner pour y injecter le maximum de puissance. Si la fibre est clivée à angle droit, le coefficient de couplage ne dépasse guère 10 pour cent (dans les meilleurs cas, lorsque la fibre est presque en contact avec la facette du semi-conducteur).

La perte de couplage est principalement causée par la différence entre l'angle d'émission du semi-conducteur et l'angle d'acceptance de la fibre optique (ouverture numérique). En effet, le guide semi-conducteur présente des dimensions latérales inférieures au micron et un saut d'indice élevé entre le coeur et la gaine (donc une grande ouverture numérique) alors que la fibre optique a un coeur d'une dizaine de microns et ne présente qu'une faible différence d'indice entre son coeur et sa gaine. Par contre, si le bout de la fibre est muni d'une lentille, il est possible d'augmenter substantiellement la fraction de lumière couplée.

A.1.1 Le principe de couplage des fibres à bout effilé

Pour augmenter l'ouverture numérique du bout d'une fibre optique clivée à angle droit, il est possible d'effiler son extrémité afin de créer un guide d'ondes « air-verre-air »

au lieu de « gaine-coeur-gaine ». Le rayon de courbure de la lentille hémisphérique qui est formée au bout de la fibre permet également de capter encore plus de lumière (voir la figure A.1). Ainsi, grâce à l'effilement, la lumière capturée par cette ouverture numérique est progressivement couplée dans le mode principal de la fibre.

Dans le domaine, plusieurs travaux ont permis de développer divers types de fibres à bout effilé ou terminées d'une lentille. En voici quelques exemples:

- Des fibres à bout effilé terminées d'une lentille à profil hémisphérique [85, 86, 87].
- Des fibres à bout effilé terminées d'une lentille à profil hyperbolique [88].
- Des fibres terminées d'une lentille [89, 90].

Le premier item nous intéresse particulièrement. Z. Wang a analysé l'emploi de ce type de fibres à bout effilé pour le couplage avec des amplificateurs optiques à semi-conducteurs avec facettes à angle [91]. En ce qui concerne leur fabrication, le même auteur a déterminé que le rayon de courbure idéal de la lentille est d'environ 10–15 μm et la longueur de l'effilement se situe autour de 300 μm . Ces deux résultats sont nos objectifs de fabrication. Le tableau A.1 résume les avantages et les inconvénients des fibres optiques à bout effilé.

A.1.2 Notre technique de fabrication

Nous avons exploré expérimentalement l'idée d'effiler des fibres optiques pour créer une structure améliorant l'efficacité de couplage par rapport à une fibre optique clivée à angle droit. L'effilement est créé par étirement de la fibre optique. Nous avons utilisé une fusionneuse optique. La chaleur est dégagée par un arc électrique produit par une décharge à haute tension entre deux électrodes (figure A.2)¹. Pour fabriquer une fibre optique à bout effilé, il faut avoir préalablement déterminé les paramètres de fabrication, tels la masse m créant la tension S dans la fibre, l'écartement Δl entre les électrodes.

¹Selon une technique que nous a suggérée M. Bruce Richardson de Nortel Networks.

Avantages	Inconvénients
Faible coût	Faible tolérance au positionnement
Moins de réflexion qu'une fibre clivée	Absence d'isolateur optique dans le boîtier
Plus fort couplage qu'une fibre clivée	Répétabilité de sa fabrication à contrôler
Très faible volume	
Une seule pièce à aligner	
Réduit la dimension du boîtier	

Tableau A.1: Avantages et inconvénients de la fabrication et de l'emploi de fibres optiques à bout effilé pour le couplage de guide d'ondes semi-conducteur à une fibre optique.

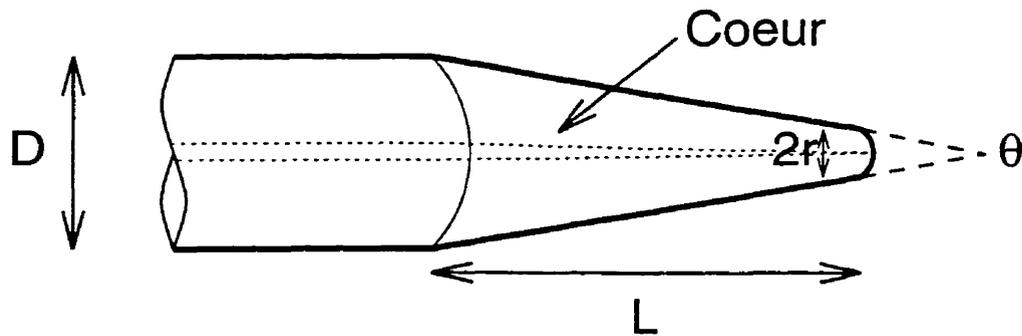


Figure A.1: Schéma descriptif de la fibre optique à bout effilé que nous désirons fabriquer. L est la longueur du fuseau, r le rayon de courbure de la lentille hémisphérique et θ , l'angle d'effilement. Une relation relie ces paramètres: $\theta = 2 \arctan\left(\frac{D-2r}{2L}\right)$.

la puissance P_{arc} et le temps T_{arc} de la décharge. Cela se fait par essais et erreurs en variant les paramètres et en mesurant L et r obtenus sur les bouts de fibres effilées.

La fusionneuse commerciale est installée à la verticale et la fibre à effiler est retenue par la mâchoire supérieure de l'appareil. La fibre est maintenue sous tension par une masse de 6.3 grammes, sous l'effet de la gravité. Lors de la décharge électrique, la température s'élève localement pour dépasser la température de transition de la silice et le verre devient fluide. Il perd ainsi sa résistance mécanique et subit une déformation plastique. La fibre s'effile en fuseau et se rompt par la suite par manque de résistance. La section supérieure de la fibre qui est maintenue par la mâchoire demeure en place. La chaleur résiduelle de l'arc permet au verre fondu d'y former une microlentille par effet de tension de surface. En première approximation, la lentille est hémisphérique. Par ailleurs, la section rompue sous l'effet de la masse tombe à la base de l'appareil mais peut quand même être récupérée et coupée pour y fabriquer une deuxième fibre à bout effilé, par l'entremise d'une seconde fusion du verre (voir la figure A.2).

Il est important de noter que les électrodes doivent effectuer leur décharge directement au centre de la fibre. L'alignement de la mâchoire supérieure est donc important car il faut également éviter toute torsion ou fléchissement de la fibre lors de la fusion. Cela pourrait produire une asymétrie dans l'effilement. Les fibres à bout effilé se doivent d'être symétriques axialement, comme l'ont analysé B. Hillerich *et al.* dans leur article [92].

Voici, en quelques étapes, la méthode que nous avons employée pour fabriquer les fibres effilées munies de microlentilles:

- 1) Installer la fusionneuse à la verticale et ajuster les paramètres de fabrication tels m , Δl , P_{arc} , T_{arc} . Pour nous, $m = 6.3$ g, $\Delta l = 2$ mm, $P_{arc} = 05$, $T_{arc} = 12$.
- 2) Dénuder et dégainer une section de fibre optique à l'endroit désiré pour l'effilement et nettoyer la surface si nécessaire.
- 3) Fixer la fibre dans la mâchoire supérieure de la fusionneuse afin qu'elle repose

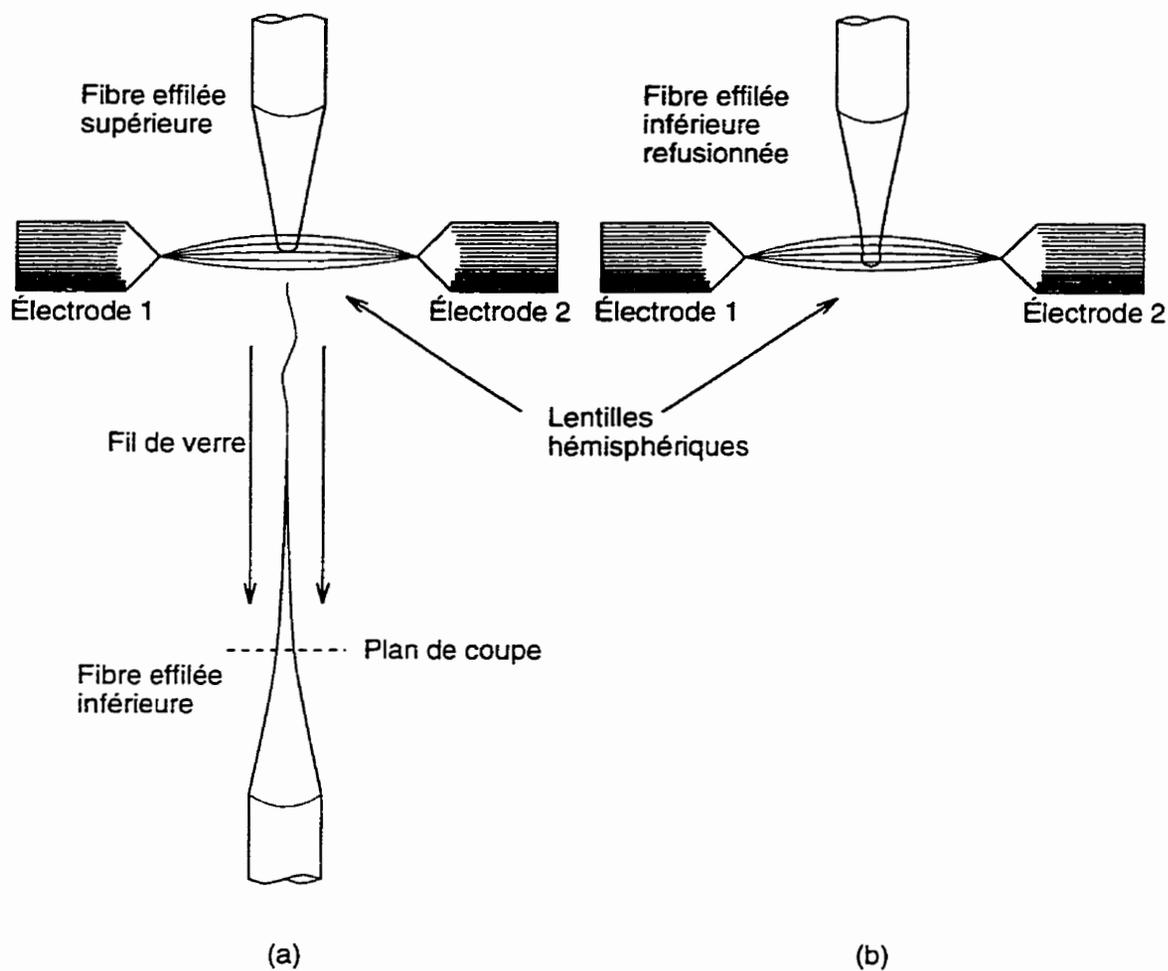


Figure A.2: Fabrication d'une fibre à bout effilé à bout hémisphérique. Le schéma (a) montre les deux morceaux obtenus après fusion et rupture. En (b), la fibre effilée inférieure peut être retravaillée pour former une lentille.

entre les électrodes.

- 4) Inspecter visuellement la fibre à l'aide du microscope de la fusionneuse afin d'observer l'absence de défaut, de saleté et de débris.
- 5) Mettre la fibre sous tension mécanique à l'aide du poids. La fibre ne doit pas osciller ni ne doit être tordue ou fléchie.
- 6) Déclencher l'arc électrique.
- 7) Inspecter visuellement l'effilement obtenu ainsi que la microlentille.
- 8) Mesurer la longueur du fuseau et du rayon de courbure de la lentille sous microscope.



Figure A.3: Photographie d'une fibre optique effilée à bout hémisphérique que nous avons fabriquée. $L = 300 \mu\text{m}$, $r = 14.4 \mu\text{m}$.

Nous avons développé cette technique de fabrication sur de simples fibres ne comportant qu'une gaine de plastique. Lorsque le procédé fut au point, nous avons fabriqué des fibres à bout effilé directement sur des câbles de 3 mm déjà munis de connecteurs FC/PC. Cela nous a permis d'obtenir des modules de couplage très utiles et à faible coût. À la figure A.3, nous montrons une photographie prise au microscope d'une fibre effilée que nous avons fabriquée avec notre méthode.

	Fibre clivée	Fibre effilée du COPL	Fibre effilée commer- ciale	Lentilles E-TEK
Efficacité de couplage	6.5%	20–25%	25–30%	35–50%
Tolérance latérale	$\leq \pm 4 \mu\text{m}$ [90]	$\leq \pm 1 \mu\text{m}$ [91]	$\leq \pm 1 \mu\text{m}$	—
Coût	~30 \$ Can.	~30 \$ Can.	—	1690 \$ Amér.

Tableau A.2: Mesure de l'efficacité des différentes méthodes de couplage laser-fibre.

La qualité de nos fibres pourrait être améliorée avec l'ajout d'un revêtement anti-reflet sur la lentille, afin de minimiser les réflexions optiques.

A.1.3 Résultats obtenus et comparaison des techniques de couplage

Au tableau A.2, nous comparons l'efficacité de couplage des solutions suivantes:

- Un module de couplage commercial, déjà assemblé (comportant un isolateur optique double).
- Des fibres optiques à bout effilé.
- Des fibres clivées à angle droit.

Les deux méthodes de couplage les moins coûteuses sont la fibre clivée à angle droit et la fibre optique à bout effilé. Concernant ces deux méthodes, un compromis doit être fait entre l'efficacité de couplage et la tolérance au déplacement latéral. Si un isolateur optique est requis dans le module de couplage, alors la solution est très coûteuse, surtout en faible quantité. Par contre, cette méthode basée sur les lentilles nous a offert

la meilleure efficacité de couplage. Sur ce point, H. M. Presby a rapporté que le profil hyperbolique d'une microlentille formée au bout d'une fibre optique permettrait de coupler presque toute la lumière disponible d'un laser à semi-conducteurs [93].

A.2 Le module laser à opération continue

Nous avons assemblé un laser à semi-conducteurs dans un module pouvant recevoir des commandes de température et de courant. Le laser DFB utilisé émet à 1319 nm. Nous avons décidé de coupler la sortie de ce laser dans la fibre optique puisqu'il en est de même pour les coupleurs et les amplificateurs optiques utilisés dans nos travaux de distribution optique. Notre objectif est de coupler 10 pour cent de la lumière dans la fibre après collage. À l'aide de notre technique, nous avons procédé à la fabrication d'une fibre optique à bout effilé directement sur un câble de 3 mm de diamètre, déjà muni d'un connecteur FC/PC.

Afin de bien aligner et de coller la fibre dans le module, nous avons développé une technique d'assemblage. Le problème initial consiste à positionner la pointe d'une fibre optique à bout effilé à la sortie du laser à semi-conducteurs à l'intérieur d'une plage de $\pm 1 \mu\text{m}$ et la fixer en utilisant une épaisseur minimale de colle. Nous avons pour cela employé une solution mécanique afin d'ajuster la position verticale de la fibre optique. Pour ce faire, nous fixons la fibre optique monomode (d'un diamètre de $125 \mu\text{m}$) dans un capillaire de verre à l'aide d'une colle époxy UV. Le diamètre externe du capillaire est de 1.0 mm et le diamètre interne est de 0.5 mm. La fibre optique est donc intentionnellement fixée décentrée à l'intérieur du tube. L'excentricité permet, lors de la rotation du capillaire autour de son axe central, un ajustement de la position verticale de la fibre optique sur une plage de $\pm 187.5 \mu\text{m}$ (figure A.4). Cette plage d'ajustement s'avère utile, puisque la précision de l'ajustage mécanique de chaque pièce qui fait partie de l'assemblage est d'au moins $\pm 25 \mu\text{m}$. À cela s'ajoute l'épaisseur de colle utilisée pour fixer la fibre optique.

Le capillaire est retenu dans une pince spécialement conçue. Lors de son installation

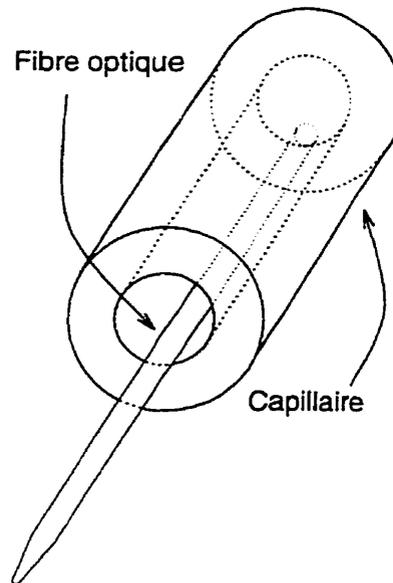


Figure A.4: Schéma du capillaire servant à tenir la fibre optique à bout effilé. La fibre est excentrique dans le tube; par rotation du capillaire, on parvient à la positionner à la hauteur désirée.

dans le module. le capillaire doit être soumis aux plus petites contraintes possible lors du collage et du relâchement de la pince.

Au moment de la mise en boîtier, la technique de collage aux ultraviolets n'était pas au point. Nous avons donc utilisé une colle époxy à faible retrait qui se polymérise en 24 heures pour effectuer la première fixation. Ensuite, nous avons consolidé notre assemblage grâce à un deuxième point de colle réalisé avec un adhésif époxy de préparation d'échantillons métallographiques. L'assemblage final du module est présenté à la figure A.5. Voici les étapes du procédé de fabrication, énumérant du même coup les divers composants utilisés:

- 1) Concevoir et fabriquer le boîtier d'aluminium, la base de cuivre et le couvercle en Delrin.
- 2) Fabriquer le circuit imprimé à deux couches.
- 3) Coller le dispositif à effet Peltier (colle Epotek H70E, 1.5 heure à 90°C).

- 4) Coller la base de cuivre sur l'effet Peltier (colle Epotek H70E, 90°C pendant 1.5 heure).
- 5) Coller le micro-assemblage laser sur la base de cuivre (colle Epotek H70E, 1.5 heure à 90°C).
- 6) Souder le connecteur DB-9 ainsi que les fils de branchement de l'effet Peltier sur le circuit imprimé et installer le circuit imprimé dans le boîtier à l'aide de vis n°4.
- 7) Coller les plots d'interconnexion plaqués d'or (colle Epotek H20E, 1.5 heure à 90°C).
- 8) Relier les plots du laser, de la thermistance et ceux du circuit imprimé avec des fils de microsoudure.
- 9) Fabriquer la fibre optique à bout effilé avec un câble qui comporte un connecteur FC/PC.
- 10) Assembler la fibre optique dans le capillaire (colle époxy Norland, 15 minutes aux ultraviolets).
- 11) Installer le capillaire dans le module, allumer le laser et aligner le capillaire.
- 12) Fixer le capillaire avec une colle à faible retrait (colle Summers 12680 pour lentilles, type EK-93), réaligner, laisser durcir pendant 24 heures à température de la pièce. Renforcer avec une colle de préparation d'échantillon métallographique (24 heures à température de la pièce).
- 13) Ajouter une goutte de colle cyano-acrylate à prise rapide (facultatif).
- 14) Renforcer la jonction du câble optique et du boîtier à l'aide d'une colle époxy 5 minutes (Lepage) pour prévenir l'effet des contraintes mécaniques.

Dans les jours suivant la mise en boîtier, la fibre semble s'être quelque peu déplacée avec le temps. Il est probable que l'exposition du capillaire aux ultraviolets n'a pas été suffisante lors de la fabrication et que certaines contraintes mécaniques sur le câble ont

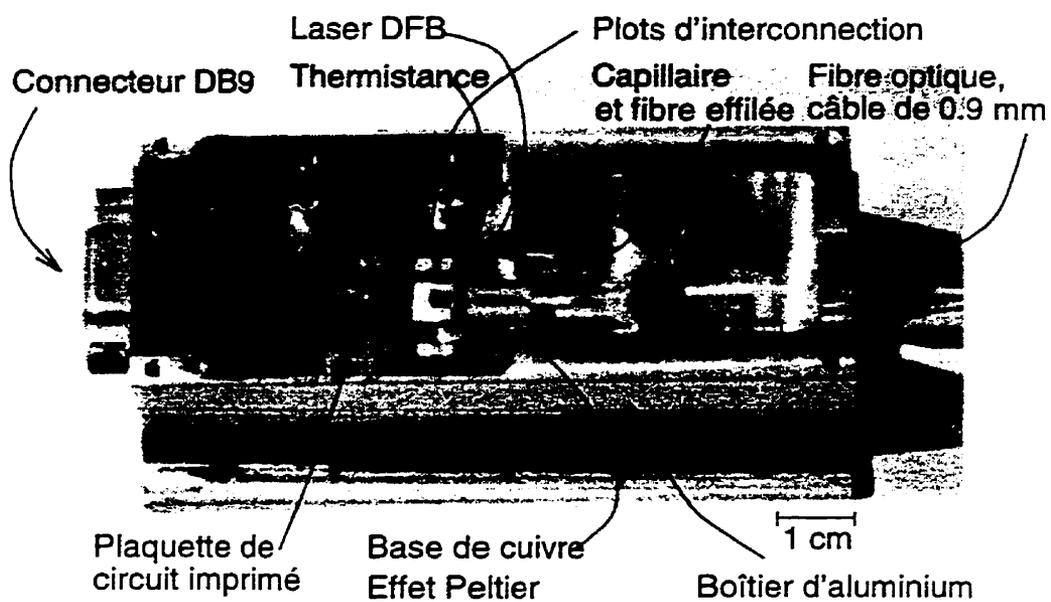


Figure A.5: Une vue rapprochée du module laser construit. L'effet Peltier se trouve sous la base de cuivre. La fibre optique se poursuit dans un câble de 3 mm de diamètre d'une longueur de 2 m et se termine avec un connecteur FC/PC. Le couvercle en Delrin n'est pas montré.

modifié l'alignement optique. Nous suggérons de bien laisser polymériser les morceaux sous une lampe UV pendant quelques heures.

A.3 Le module laser à modulation rapide

Nous avons assemblé un laser à semi-conducteurs pouvant être modulé à haute vitesse. La puce employée a été conçue et est utilisée par Nortel Networks dans ses systèmes de communication à modulation directe à 2.488 Gbit/s. Elle est montée sur le diamant d'une micromonture en cuivre plaquée d'or. La micromonture comporte également un plot d'interconnexion en céramique. Le laser DFB émet à 1309 nm.

Nous avons monté ce laser dans un boîtier de cuivre doté d'une entrée coaxiale de type SMA pour la modulation de courant aux hyperfréquences². Le connecteur coaxial effectue ensuite une transition vers une ligne microruban d'impédance caractéristique de 50 ohms. La ligne est lithographiée sur un substrat d'alumine de 0.254 mm d'épaisseur. Elle procure le signal micro-onde au laser à semi-conducteurs par deux fils de microsoudure. Le laser n'est pas asservi en température, le boîtier de cuivre est assez massif pour dissiper la chaleur produite. Une photographie du module est reproduite à la figure A.6. Ce module s'utilise avec un T de polarisation servant à découpler le courant d'alimentation et le signal hyperfréquence. De plus, un assemblage de couplage optique de la compagnie E-TEK — il est externe et ne fait pas partie du module — est positionné devant le laser à l'aide d'un déplacement à trois axes afin de recueillir le signal optique dans une fibre monomode.

A.4 L'assemblage d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs

Pour l'assemblage et la caractérisation d'un amplificateur optique à semi-conducteurs, nous devons tenir compte de: 1) deux interfaces de couplage optique, 2) l'injection de courant et 3) l'asservissement de la température.

²Ce module est fortement inspiré d'une conception de M. Charles Laperle, étudiant au doctorat au COPL.

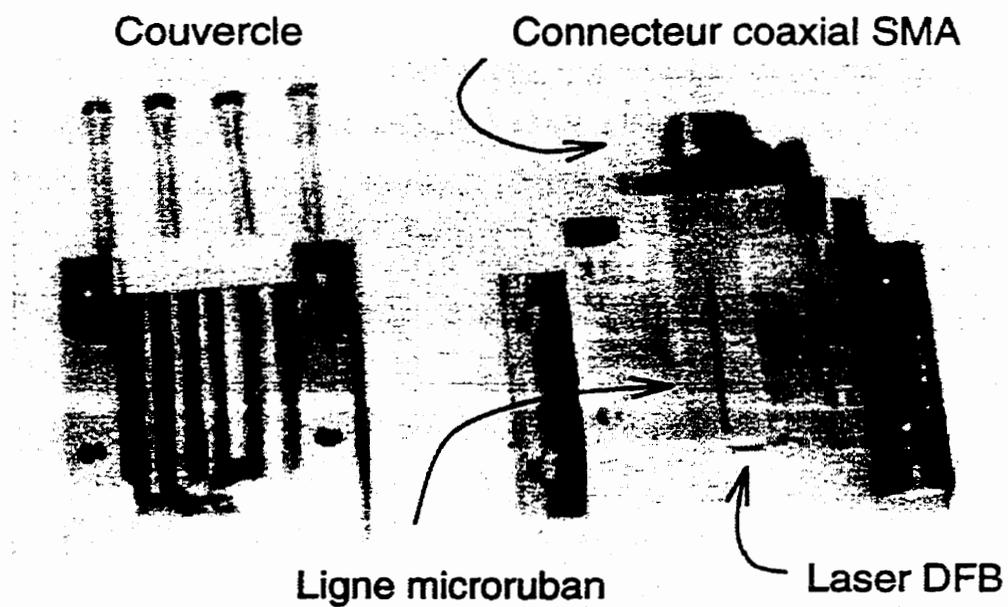


Figure A.6: Une vue rapprochée du transmetteur optique micro-onde. Le module est en cuivre et la ligne microruban qui amène le signal au laser DFB mesure 2.54 cm de longueur.

L'injection optique pouvait se faire avec des faisceaux en propagation libre et des lentilles, comme l'a expérimenté M. Chamberland [65]. Dans notre cas, pour demeurer compatible avec un réseau de distribution sur fibre optique, nous avons plutôt choisi la propagation fibrée. Nous avons utilisé un module de couplage à fibre optique (le LIFI de la compagnie E-TEK qui comprend un isolateur optique de 60 dB) et des fibres optiques à bout effilé (de Nortel Networks ou de notre propre fabrication). Les fibres et le LIFI sont positionnés en utilisant des étages de translation XYZ. Pour un amplificateur optique à semi-conducteurs, son gain et sa figure de bruit dépendra de la perte de couplage optique. Cette perte de couplage se doit d'être la plus petite possible.

Certains des amplificateurs dont nous disposons ont une zone active à angle par rapport aux facettes de la puce (7.1 degrés d'angle d'incidence). L'émission de lumière se fait donc à ~ 25 degrés selon la loi de Snell-Descartes. La monture utilisée est assez mince pour que l'on puisse amener des lentilles tout près. Un étage rotatif est employé pour positionner la monture avec un angle lors de l'assemblage des composants. La photographie de la figure A.7 nous montre le résultat d'un tel assemblage.

La performance thermique d'un boîtier d'amplificateur optique à semi-conducteurs est très importante. Ainsi, les composants optoélectroniques qui demandent un fort courant de polarisation vont souvent s'échauffer par effet Joule. Par exemple, un amplificateur optique à semi-conducteurs, avec un courant d'alimentation de 150 mA, développe une chute de tension de 1.5 V à sa jonction, ce qui produit approximativement 225 mW de chaleur. Cette source de chaleur aura tendance à élever la température du cristal semi-conducteur, d'autant plus que les résistances thermiques qui l'entourent sont élevées. La résistance thermique du cristal semi-conducteur compte pour environ 100 K/W. La conductivité thermique de la colle époxy à l'argent est de $1.5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Il est primordial d'utiliser une bonne quantité de colle de première qualité et fraîchement mélangée. Un cube de diamant polycristallin est utilisé pour faciliter l'étalement et l'évacuation de la chaleur. Ce dissipateur a une conductivité thermique de $1300 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et est fabriqué par la compagnie Diamonex. La monture sur laquelle repose ces composants doit être usinée dans un métal de forte conductivité thermique afin de permettre une dissipation



Figure A.7: Photographie de l'amplificateur optique à semi-conducteurs assemblé et vu du dessus. Le diamant qui se trouve sous l'amplificateur mesure $0.5 \times 1.0 \times 0.3 \text{ mm}^3$. Ici, l'amplificateur est collé à un angle de 23 degrés.

maximale de la chaleur. Le choix du cuivre est tout indiqué, avec une conductivité thermique de $400 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$.

La monture est maintenue à la température désirée grâce à un dispositif thermoélectrique. Ce dispositif utilise l'effet Peltier pour chauffer ou refroidir. Une thermistance mesure la température de la monture et un circuit électronique en permet l'asservissement. La thermistance a une résistance nominale de $5 \text{ k}\Omega$ à 25°C .

Il faut éviter l'oxydation de la surface de la monture de cuivre. Cela causerait l'apparition d'une résistance thermique et électrique. Elle est donc électroplaquée d'une fine couche d'or 24 carats. De plus, sur une surface ainsi traitée, on peut y effectuer des microsoudures à fils d'or plus facilement.

Dans l'assemblage final (figure A.8), la cathode de l'amplificateur est branchée électriquement à surface du diamant avec une mini-goutte de colle époxy à l'argent. La surface supérieure du diamant est dotée d'un revêtement d'or et deux fils d'or relie

cette surface à la base de cuivre. Deux autres fils de microsoudure relient l'anode de l'amplificateur à un plot d'interconnexion de céramique. L'installation d'un plot d'interconnexion d'alumine permet d'y appliquer une sonde électrique. Cela diminue le risque d'abîmer la puce amplificatrice car ainsi, il n'est pas nécessaire de lui appuyer directement une sonde dessus.

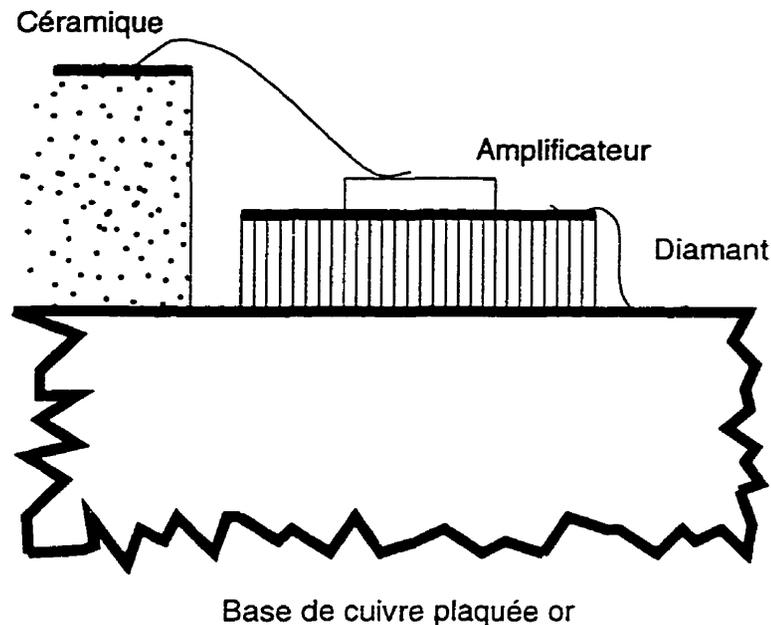


Figure A.8: Dessin qui représente une vue en coupe l'amplificateur optique à semi-conducteurs assemblé sur une base de cuivre.

Nous avons réalisé trois de ces assemblages. Deux puces amplificatrices avec guide à angle ont été montées sur la même base de cuivre. Chacune a son diamant et son bloc de céramique. Une troisième puce, de type Fabry-Pérot, a été assemblée individuellement sur une seconde monture.

APPENDICE B

COMPLÉMENT SUR LA THÉORIE DU BRUIT D'UN AMPLIFICATEUR OPTIQUE

Lors de l'évaluation des performances systèmes des amplificateurs optiques, des expressions décrivant leurs contributions au bruit sont couramment employées. Dans cet appendice, nous développons une version simplifiée de la statistique des photons présents à la sortie d'un amplificateur optique, ce qui nous permet de dériver ces expressions. À la suite de cela, nous illustrons les contributions au bruit causées par le processus de photodétection d'un signal optique en présence d'émission spontanée.

Une approche statistique de l'évolution des photons dans un amplificateur a été développée en 1957 par K. Shimada, H. Takahashi et C. H. Townes (STT) pour l'étude du maser [94]. Cette méthode a été adaptée pour les préamplificateurs optiques par Yamamoto en 1980 [95]. Elle mène aux mêmes résultats que ceux obtenus par la théorie quantique (qui traite les ondes électromagnétiques également de manière quantique).

La méthode que nous présentons est valide pour une amplification linéaire (où il n'y a pas d'effet de saturation du coefficient de gain). De manière plus détaillée, E. Desurvire, dans son ouvrage [33], dérive la théorie en tenant compte d'un coefficient de gain non linéaire.

B.1 La dérivation des fluctuations du nombre de photons

L'amplificateur optique à semi-conducteurs peut être modélisé par un système atomique à deux niveaux d'énergie qui interagit avec une onde électromagnétique composée d'une population de photons. Nous nous intéressons à la probabilité $P_n(t)$ que la population de photons soit dans l'état $|n\rangle$ (où il y aurait n photons), ce qui dépend des taux d'émission et d'absorption stimulées et du taux d'émission spontanée du matériau amplificateur.

Une chaîne de Markov décrit cette interaction qui se produit dans une tranche infinitésimale de milieu amplificateur. Le processus est illustré à la figure B.1. c'est un processus BDI (*birth-death-immigration*, [71]). Dans ce qui suit, nous allons développer des équations différentielles qui pourront être intégrées afin d'obtenir la moyenne et la variance des photons à la sortie de l'amplificateur.

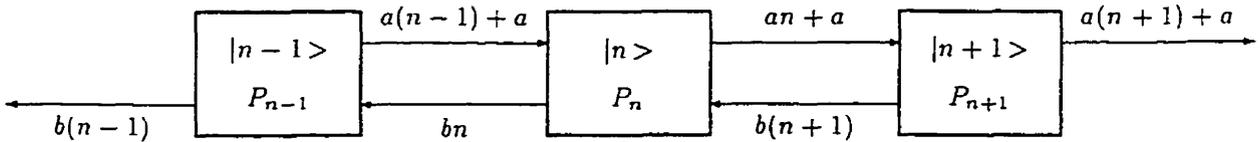


Figure B.1: Diagramme d'état montrant le processus quantique de l'amplificateur optique. La probabilité P_n d'observer l'état quantique $|n\rangle$, où il y a n photons, dépend des différentes probabilités associées aux états $|n-1\rangle$ et $|n+1\rangle$ et des coefficients a et b .

La probabilité d'une transition par émission spontanée est donnée par le coefficient a , en $[s^{-1}]$. La probabilité d'une transition par émission stimulée dépend du produit

du coefficient a et du nombre de photons. Enfin, la probabilité d'absorption stimulée est exprimée par le produit du coefficient b [s^{-1}] et du nombre de photons. Ainsi, la probabilité qu'une population de n photons passe à l'état quantique $|n + 1\rangle$ est de $\langle a + an \rangle$ dû à l'émission spontanée et stimulée. Elle peut aussi passer à l'état $|n - 1\rangle$ par absorption stimulée selon une probabilité de $\langle bn \rangle$.

La description mathématique de ce processus donne naissance à une équation de Kolmogorov, ou équation-maître. Il s'agit d'une équation aux différences qui est la suivante:

$$\frac{dP_n(t)}{dt} = -[a(n + 1) + bn]P_n(t) + anP_{n-1}(t) + b(n + 1)P_{n+1}(t). \quad (\text{B.1})$$

Afin de déterminer les propriétés du bruit d'amplitude d'un amplificateur optique, nous allons trouver les premiers et seconds moments (l'espérance et la variance) de cette équation. Les deux premiers moments de la statistique de photons peuvent être obtenus de la PGF¹ $\langle n^k \rangle = \sum n^k P_n$ avec $k = 1, 2$:

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= \sum n P_n, \\ \langle n^2 \rangle &= \sum n^2 P_n. \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Afin de solutionner (B.1) pour connaître le nombre moyen de photons $\langle n \rangle$, on multiplie les deux membres par n et on applique une sommation des deux côtés de l'équation. Afin de trouver le nombre quadratique moyen de photons $\langle n^2 \rangle$, on multiplie par contre (B.1) par n^2 . On retrouve:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \sum n P_n(t) &= \sum (-[an(n + 1) + bn^2]P_n(t) + an^2 P_{n-1}(t) + bn(n + 1)P_{n+1}(t)), \\ \frac{d}{dt} \sum n^2 P_n(t) &= \sum (-[an^2(n + 1) + bn^3]P_n(t) + an^3 P_{n-1}(t) + bn^2(n + 1)P_{n+1}(t)). \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

En utilisant la propriété de translation des sommations on parvient à exprimer les équations en termes de $P_n(t)$ uniquement ($\sum g(n)P_{n\pm 1}(t) = \sum g(n \mp 1)P_n(t)$). Sachant

¹En anglais: *probability generating function*.

que la fonction de masse probabiliste a comme propriété $\sum P_n = 1$, et en utilisant (B.2), il est finalement possible de réduire le développement de (B.3) de la façon suivante:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle n \rangle &= (a - b) \langle n \rangle + a, \\ \frac{d}{dt} \langle n^2 \rangle &= 2(a - b) \langle n^2 \rangle + (3a + b) \langle n \rangle + a. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Afin de retrouver la moyenne et la variance des photons à la sortie de l'amplificateur optique, il suffit de solutionner le système d'équations différentielles (B.4) avec des conditions initiales données. Donc, à $t = 0$ à l'entrée de l'amplificateur, nous posons que la statistique des photons est décrite comme suit (voir la figure B.2):

$$\langle n(0) \rangle = \langle n_0 \rangle \quad \text{et} \quad \langle n^2(0) \rangle = \langle n_0^2 \rangle, \quad (\text{B.5})$$

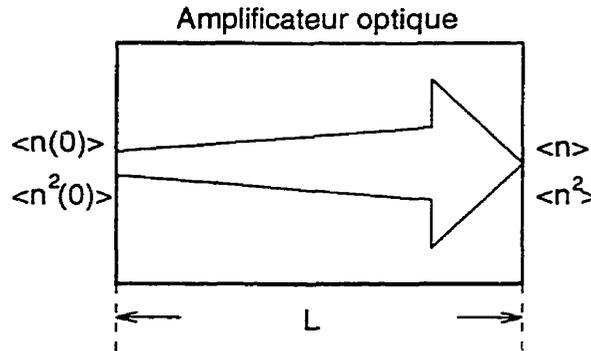


Figure B.2: Conditions initiales du problème: l'amplificateur a une longueur L , et la statistique des photons d'entrée est décrite par $\langle n(0) \rangle$ et $\langle n^2(0) \rangle$.

La première relation de (B.4) est une équation indépendante que l'on peut résoudre aisément dans le domaine de Laplace, où $\mathcal{L} \langle n \rangle = \langle N \rangle$. Il suffit pour cela d'utiliser la propriété de différenciation $f'(t) = sF(s) - f(0)$, pour $t \geq 0$. Nous obtenons alors

$$\langle N \rangle = \frac{\langle n_0 \rangle}{s - (a - b)} + \frac{a}{s(s - (a - b))}. \quad (\text{B.6})$$

La transformée inverse de la relation (B.6) nous donne pour $t \geq 0$:

$$\langle n \rangle = \langle n_0 \rangle e^{(a-b)t} + \frac{a}{a-b} (\exp[(a-b)t] - 1) . \quad (\text{B.7})$$

Si a et b sont constants dans le milieu, et que le temps de transit du milieu est défini par $t = \tau = L/v_g$, le gain de passage simple s'exprime par $G = \exp[(a-b)L/v_g]$. Enfin, si nous utilisons le paramètre d'inversion de population de l'amplificateur (aussi appelé facteur d'émission spontanée) $n_{sp} = N_2/(N_2 - N_1) = a/(a-b)$, nous obtenons:

$$\langle n \rangle = \langle n_0 \rangle G + n_{sp}(G - 1) . \quad (\text{B.8})$$

Le premier terme représente le nombre de photons du signal amplifié, présents à la sortie de l'amplificateur. Le second terme exprime le nombre de photons produits par émission spontanée amplifiée (ÉSA). Au minimum, le paramètre d'inversion de population est unitaire: c'est lorsque $n_{sp} = 1$ que l'inversion des populations du milieu de gain est totale.

Cela étant démontré, la deuxième relation de (B.4) est résolue en utilisant l'expression obtenue en (B.6) et en travaillant dans le domaine de Laplace $\mathcal{L} \langle n^2 \rangle = \langle N^2 \rangle$. La variance $\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$ est finalement donnée par [51]:

$$\begin{aligned} \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 &= \langle n_0 \rangle \exp[(a-b)t] + n_{sp} [\exp[(a-b)t] - 1] \\ &\quad + 2n_{sp} [\exp[(a-b)t] - 1] \langle n_0 \rangle [\exp[(a-b)t]] \\ &\quad + n_{sp}^2 [\exp[(a-b)t] - 1]^2 \\ &\quad + \exp[2(a-b)t] (\langle n_0^2 \rangle - \langle n_0 \rangle^2 - \langle n_0 \rangle) . \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

qu'on peut réécrire

$$\begin{aligned}
\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 &= \langle n_0 \rangle G + n_{sp}(G - 1) \\
&+ 2G(G - 1)n_{sp} \langle n_0 \rangle \\
&+ n_{sp}^2(G - 1)^2 \\
&+ G^2(\langle n_0^2 \rangle - \langle n_0 \rangle^2 - \langle n_0 \rangle) .
\end{aligned} \tag{B.10}$$

Nous obtenons sur la première ligne de l'équation (B.10) les mêmes termes qu'en (B.8); il s'agit du bruit de grenaille du signal amplifié et du bruit de grenaille de l'ÉSA. Dans l'ordre, aux lignes suivantes, le premier terme correspond à l'« interférence » du signal avec l'ÉSA. Le terme suivant est associé à l'« interférence » de l'ÉSA avec elle-même. Finalement, le dernier terme supplémentaire est lié à la statistique des photons (cohérence) à l'entrée de l'amplificateur. Notons que notre calcul ne tient compte que d'un seul mode transversal dans le milieu de gain. Si l'amplificateur a plusieurs modes, il faut inclure un processus d'immigration dans l'équation-maître (B.1) comme montré dans l'ouvrage de E. Desurvire à la section 2.3. Dans le cas où il y a m_t modes, le résultat devient:

$$\langle n \rangle = \langle n_0 \rangle G + m_t n_{sp}(G - 1) . \tag{B.11}$$

$$\begin{aligned}
\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 &= \langle n_0 \rangle G + m_t n_{sp}(G - 1) \\
&+ 2G(G - 1)n_{sp} \langle n_0 \rangle \\
&+ m_t n_{sp}^2(G - 1)^2 \\
&+ G^2(\langle n_0^2 \rangle - \langle n_0 \rangle^2 - \langle n_0 \rangle) .
\end{aligned} \tag{B.12}$$

La méthode que nous avons présentée demeure valide tant que a et b sont fixes sur toute la longueur de l'amplificateur, et qu'ils demeurent constants en fonction de l'intensité optique. Plusieurs auteurs adoptent une méthode plus générale et plus complexe qui tient compte de ces effets. Entre autres, ces auteurs peuvent déterminer une expression complète de la PGF qui décrit totalement le processus statistique étudié

[96, 97, 33].

Les différents termes que nous venons de développer contribuent à la variance du nombre de photons et ces termes se combinent pour diminuer le rapport signal sur bruit d'un signal optique. Ce bruit est inhérent à la statistique de la lumière amplifiée et n'est pas associé au phénomène de la photodétection [33].

B.2 La photodétection d'un signal en présence du bruit d'un amplificateur optique

De façon similaire à la section précédente, il est possible d'étudier la photodétection comme un processus de statistique quantique BDI, dont tous les événements sont des absorptions de photons (dans ce cas, il n'y a que des événements de « décès »).

Il existe par ailleurs un consensus, au sein de la communauté scientifique, au sujet de l'évaluation du rapport signal sur bruit d'un signal détecté. Il s'agit de traiter la photodétection de manière semi-classique et de résoudre le problème bien connu de la détection quadratique. Incidemment, cette méthode ainsi que la précédente donnent des résultats similaires mais d'interprétations différentes. De plus, la méthode semi-classique est beaucoup moins complexe et plus directe à dériver. Nous suggérons fortement de consulter la section 3.2 de la référence [33] pour plus de détails. Dans ce qui suit, nous survolons la méthode dite semi-classique et résumons ses résultats.

À l'équation (B.8), nous avons calculé le nombre de photons produits par émission spontanée. Afin de connaître la puissance totale de l'émission spontanée à la sortie de l'amplificateur, nous multiplions ce nombre par l'énergie des photons $h\nu$ et par la largeur de bande B_{ESA} dans laquelle ils sont émis:

$$P_{ESA} = m_t n_{sp} (G - 1) h\nu B_{ESA} . \quad (\text{B.13})$$

Supposons qu'un détecteur est placé tout de suite à la sortie de l'amplificateur et que les pertes de couplage sont nulles. Supposons également qu'un filtre passe-bande

de largeur B_o et de perte d'insertion nulle est situé entre l'amplificateur et le détecteur. De cette façon, toutes les composantes du signal sont détectées par le photodétecteur de même qu'une partie de l'émission spontanée ($P_{ESA,pd}$):

$$P_{ESA,pd} = m_t n_{sp} (G - 1) h\nu B_o \text{ avec } B_o \leq B_{ESA} . \quad (\text{B.14})$$

De même, la puissance optique à la sortie de l'amplificateur se calcule comme:

$$P_{out} = GP_{in} . \quad (\text{B.15})$$

Afin de calculer l'effet de la détection quadratique, les champs électriques de l'émission spontanée (E_{ESA}) et du signal (E_{out}) sont énoncés comme une somme de composantes de Fourier [98].

En premier lieu, nous avons:

$$E_{out} = \sqrt{2P_{out}} \cos(2\pi\nu t) . \quad (\text{B.16})$$

Deuxièmement, le bruit optique détecté est vu comme une superposition de $2M$ modes de radiation indépendants, de fréquences $\nu + k\delta\nu$ et de phases aléatoires ϕ_k . Dans ce cas, $\delta\nu = B_o/2M$.

$$E_{ESA,pd} = \sqrt{2 \frac{P_{ESA,pd}}{B_o} \delta\nu} \sum_{k=-M}^M \cos[2\pi(\nu + k\delta\nu)t + \phi_k] . \quad (\text{B.17})$$

Les deux champs sont supposés de polarisation identique et nous ne considérons qu'un seul mode d'émission spontanée m_t . Le photocourant instantané $i(t)$, produit par le champ électrique total à la sortie de l'amplificateur, est causé par la présence des composantes du bruit et de l'amplitude qui viennent battre sur le photodétecteur de rendement de conversion \mathcal{R}_p :

$$i(t) = \mathcal{R}_p [E_{out}(t) + E_{ESA,pd}(t)]^2 . \quad (\text{B.18})$$

En explicitant l'équation (B.18), nous obtenons:

$$\begin{aligned}
 i(t) = & 2\mathcal{R}_p P_{out} \cos^2(2\pi\nu t) \\
 & + 4\mathcal{R}_p \sqrt{P_{out} \frac{P_{ESA,pd}}{B_o} \delta\nu} \sum_{k=-M}^M \cos[2\pi(\nu + k\delta\nu)t + \phi_k] \cos(2\pi\nu t) \\
 & + 2\mathcal{R}_p \frac{P_{ESA,pd}}{B_o} \delta\nu \left[\sum_{k=-M}^M \cos[2\pi(\nu + k\delta\nu)t + \phi_k] \right]^2 .
 \end{aligned} \tag{B.19}$$

L'équation (B.19) est analysée en détail aux références [33, 98]. Les auteurs y déterminent les expressions de $\langle i(t) \rangle$ et de $\langle i(t)^2 \rangle$. Ainsi, le courant continu $\langle i(t) \rangle$ produit par le photodétecteur provient des premier et troisième termes de (B.19). Le premier correspond au photocourant continu causé par le signal (la composante en 2ν est rejetée par la largeur de bande du détecteur). Le troisième provient du courant continu produit par la puissance de l'émission spontanée reçue. Il est donc possible d'écrire tout de suite:

$$\langle i(t) \rangle = \mathcal{R}_p (P_{out} + P_{ESA,pd}) . \tag{B.20}$$

Par contre, les deuxième et troisième termes de (B.19) ont une moyenne quadratique qui représente 1) le bruit de battement du signal et des composantes de l'émission spontanée « s-sp » et 2) celui du battement des composantes de l'émission spontanée entre elles « sp-sp ». Les auteurs ont finalement développé les termes de bruit suivants, pour un photodétecteur ayant une largeur de bande électrique B_e uniforme et en tenant compte de l'existence de m_t modes d'émission spontanée amplifiée :

$$\langle i^2(t)_{s-sp} \rangle = 4\mathcal{R}_p^2 P_{out} \frac{P_{ESA,pd} B_e}{m_t B_o} , \tag{B.21}$$

$$\langle i^2(t)_{sp-sp} \rangle = 2\mathcal{R}_p^2 \frac{P_{ESA,pd}^2 B_e}{m_t B_o^2} (B_o - \frac{B_e}{2}) . \tag{B.22}$$

À cela s'ajoute phénoménologiquement le bruit de grenaille associé au photocourant

de l'équation (B.20) de même que le bruit thermique tel que nous le décrivons aux chapitres 4 et 5. Aux mêmes chapitres, nous utilisons les expressions développées dans cette section pour calculer le rapport signal sur bruit de signaux reçus par le récepteur d'un réseau de distribution optique.