



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Ecole Doctorale IAEM – Lorraine

Département de Formation Doctorale Electronique- Electrotechnique

THESE

Présentée pour obtenir le grade de docteur de
l'Université Paul Verlaine – Metz

Discipline: Electronique

**Etude et optimisation d'une chaîne de transmission numérique sur fibre
optique : vers une compensation électronique de la PMD**

par

Nassima BOUDRIOUA

Soutenance prévue le 25 octobre 2007

Composition du jury

Jean Michel DUMAS	Pr., ENSIL –Limoges	(Rapporteur)
Badr-Eddine BENKELFAT	Pr., INT Evry	(Rapporteur)
Abbas DANDACHE	Pr., Université de Metz	Directeur de thèse
Azzedine BOUDRIOUA	Pr., Université Paris 13	Co-directeur
Didier ERASME	Pr. ENST – Paris	(Examineur)
Camille DIOU	MC, Université de Metz	(Examineur)
Fabrice MONTEIRO	Pr., Université de Metz	(Examineur)
Régis KREMER	MC, Université de Metz	(Examineur)

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS	4
INTRODUCTION GENERALE	5
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION AUX RESEAUX DE TELECOMMUNICATIONS PAR FIBRES OPTIQUES	9
Introduction	9
1. Eléments de bases des réseaux optiques	9
1.1. Topologies physiques du réseau fixe	10
1.2. Les réseaux de télécoms par fibres optiques :	10
1.2.1. Le réseau étendu ou longue distance (WAN, Wide Area Network)	11
1.2.2. Le réseau métropolitain (MAN, Metropolitan Area Network)	12
1.2.3. Le réseau local (LAN, Local Area Network)	12
1.3. Les techniques de multiplexage	14
1.3.1. En rajoutant des fibres optiques	15
1.3.2. Le multiplexage temporel (TDM, Time Division Multiplexing)	15
1.3.3. Le multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing)	16
2. La fibre optique	17
2.1. Structure, principe et caractéristiques de la fibre optique monomode	17
2.2. Modes dans les fibres optiques	19
2.3. Propagation de la lumière dans la fibre optique	21
2.3.1. Atténuation dans la fibre	22
2.3.2. Dispersion chromatique (CD, Chromatic Dispersion)	23
2.3.3. Effet de la dispersion chromatique	25
2.3.4. Principaux effets non linéaires dans les fibres optiques	25
2.3.5. Dispersion de mode de polarisation (PMD, Polarization Mode Dispersion)	27
Conclusion	29
Références bibliographiques	30
CHAPITRE 2 : EFFET DE LA DISPERSION CHROMATIQUE DANS LES LIAISONS NUMERIQUES OPTIQUES A HAUT DEBIT	32
Introduction	32
1. Description de la liaison simulée et des outils	32
2. Caractéristiques et principes de fonctionnement	33
2.1. La partie émission	33
2.1.1. La source optique	34
2.1.2. Les techniques de Modulation	37
2.2. Le module de transmission	41
2.3. La partie réception	41
2.3.1. Le photodétecteur	41
2.3.2. Amplificateur électrique	43
2.3.3. Circuit de filtrage	43

2.3.4.	Le Circuit de décision -----	44
3.	Simulations des effets de la dispersion chromatique dans les fibres standard -----	44
3.1.	Paramètres de simulations -----	44
3.1.1.	Courant du Laser : -----	44
3.1.2.	Le laser -----	45
3.1.3.	Circuit de données électriques -----	45
3.1.4.	Modulateur électro-absorbant -----	46
3.1.5.	Fibre optique : -----	47
3.1.6.	La photodiode PIN : -----	48
3.1.7.	Amplificateur électrique : -----	48
3.1.8.	Filtre : -----	49
3.1.9.	Horloge : -----	49
3.1.10.	Synchronisation ou retard : -----	50
3.1.11.	Décision : -----	50
3.2.	Résultats et discussion -----	50
3.2.1.	Résultats de simulations pour la fibre SMF non compensée -----	51
3.2.2.	Résultats de Simulations de la fibre SMF compensée par une DCF -----	53
3.2.3.	Simulation de la liaison en tenant compte de la PMD -----	55
	Conclusion -----	56
	Références bibliographiques -----	58

CHAPITRE 3 : ETUDE DES EFFETS DE LA DISPERSION DE MODE DE POLARISATION DANS LES FIBRES SMF : INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

59

Introduction -----	59
1. Théorie et modélisation de la PMD dans une fibre SMF -----	60
1.1. Polarisation de la lumière -----	60
1.1.1. Formalisme de Jones -----	60
1.1.2. Formalisme de Stokes -----	62
1.2. Définition et origines de la PMD -----	63
1.3. La PMD dans le régime courte distance ($L < L_C$) -----	64
1.4. La PMD dans le régime longue distance ($L \gg L_C$) -----	65
1.5. Les caractéristiques de la PMD -----	66
1.5.1. Le modèle des états principaux de polarisation -----	66
1.5.2. Le vecteur de PMD et la PMD du 2ième ordre -----	67
1.6. La nature statistique de la PMD -----	69
1.7. Les effets de la PMD sur les transmissions numériques -----	70
2. Le modèle de simulation -----	71
3. La biréfringence et l'indice de réfraction en fonction de la température -----	73
4. Résultats et discussion -----	76
Conclusion -----	82
Références bibliographiques -----	83

CHAPITRE 4 : ANALYSE DE LA COMPENSATION DE LA PMD : VERS UNE COMPENSATION ELECTRONIQUE -----	85
Introduction -----	85
1. Augmentation de la tolérance -----	86
1.1. Codage canal -----	86
1.2. Codage source -----	88
1.3. Combinaison codage source et codage canal -----	89
2. Compensation de la dispersion de mode de polarisation -----	89
2.1. Compensation électronique de la PMD -----	89
2.2. Compensation optique de la PMD -----	93
3. Nouvelle piste pour une compensation de la PMD -----	98
3.1. Mise à profit de la discrimination des plans de polarisation -----	98
3.2. Codage orthogonal des signaux -----	100
Conclusion -----	102
Références bibliographiques -----	104
CONCLUSION GENERALE -----	107
TABLE DES FIGURES -----	109
Liste des publications relatives à ce travail -----	111

Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé au laboratoire Interface, Capteurs et Microélectronique de l'Université Paul Verlaine–Metz.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur le professeur Bernard Lepley pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Messieurs les professeurs Abbas Dandache et Azzedine Boudrioua qui ont su encadrer et diriger ce travail pour m'aider à le mener à bien.

Je remercie l'ensemble des membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter de lire et de juger ce mémoire : Messieurs Jean Michel Dumas (Professeur à l'ENSIL - Université Limoges) et Badr-Eddine BenKelfat (Professeur à l'INT d'Evry) qui ont accepté de rapporter ce travail, Monsieur Didier Erasme, Professeur à l'ENST Télécom Paris, Monsieur Fabrice Monteiro, Professeur à l'Université Paul Verlaine–Metz et Messieurs Camille Diou, et Régis Kremer Maîtres de conférence à l'Université Paul Verlaine–Metz qui ont accepté de juger mon travail.

Je ne saurais terminer sans remercier l'ensemble des collègues et amis qui m'ont aidé et supporté (dans tous les sens du terme) durant ces dernières années. Un grand merci à vous tous.

Introduction générale

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une collaboration entre le Professeur A. Dandache (laboratoire LICM) et le Professeur A. Boudrioua (auparavant au laboratoire LMOPS). Il tire profit des compétences de ces deux partenaires dans le domaine de l'électronique et de l'optique, respectivement. Il s'insère dans un projet global ayant pour objectif d'étudier et de mettre au point une architecture électronique capable de rendre les transmissions sur support optique intelligentes.

Le travail présenté dans ce mémoire constitue la phase initiale de ce projet. Il porte essentiellement sur l'étude des effets de la PMD dans les fibres optiques standards. Il constitue une étape importante vers la conception et le développement d'une architecture permettant de compenser la PMD par traitement numérique du signal. L'idée sous-jacente est de remplacer une technologie coûteuse (composants optiques) par une architecture numérique à faible coût et plus universelle.

Le déploiement du réseau futur de télécommunications à haut débit (40 Gb/s et au-delà) nécessite le développement de nouveaux composants et architectures optoélectroniques adaptés à ces vitesses de transmission. Les enjeux stratégiques et économiques de ces développements découlent notamment de la nécessité de disposer, à assez court terme, de composants et d'outils économiquement viables (en matière de bas coûts de production et d'utilisation).

En outre, on peut identifier un certain nombre d'axes de recherche récents qui, s'ils débouchent sur des solutions industrialisables, pourront jouer un rôle important. Cela concerne d'une part les composants optoélectroniques et d'autre part la gestion du trafic des données ainsi que le traitement du signal optique.

En particulier, on note le besoin de sources lasers couvrant la fenêtre 1,5 μm et dans une certaine mesure la fenêtre 1,3 μm , de modulateurs du faisceau laser, d'amplificateurs optiques, etc. En ce qui concerne l'évolution des amplificateurs optiques pour les télécoms, la tendance actuelle va vers des puissances plus importantes et l'extension de la bande spectrale utile. Les besoins de puissance découlent de l'augmentation du nombre de canaux dans les systèmes DWDM (*Wave Length Division Multiplexing*). Le rapprochement des longueurs d'onde pourrait faire naître des besoins d'amplificateurs avec des puissances de sortie relativement élevées nécessitant des lasers de pompes particulièrement puissants.

L'extension de la bande passante utilisable se fait dans deux directions : par l'élargissement de la bande C (C++), et par la couverture des bandes L et S avec des amplificateurs adéquats. En optimisant les filtres égalisateurs de gain, des bandes passantes dépassant 40 nm sont possibles avec un bruit inférieur à 6 dB.

D'autres fonctions passives seront aussi importantes à développer pour les systèmes de transmissions optiques à haut débit. On note particulièrement la compensation de la dispersion chromatique et de la dispersion de mode de polarisations (PMD). Les systèmes 40 Gb/s et plus nécessiteront également de compenser la pente de la dispersion.

Pour l'ensemble de ces domaines, la tendance est à l'intégration fonctionnelle et la diminution du coût. Par exemple, la notion de composant optique « discret » fait petit à petit place à la notion de composant intégré et de sous-système. L'intégration monolithique n'est guère envisageable pour résoudre la totalité des problèmes, étant donnée la variété fonctionnelle et technologique des composants qu'il faut regrouper. C'est donc vers des solutions hybrides qu'il faut vraisemblablement se tourner.

Une voie potentiellement intéressante, et qui se développe de plus en plus, exploite la convergence Électronique–Photonique et la compatibilité des composants optiques avec les circuits intégrés CMOS.

Aux applications de transport longue distance s'ajoutent maintenant de plus en plus les applications pour les réseaux métropolitains. Reste que chaque domaine contient ses propres défis pour l'avenir. Pour les systèmes futurs Nx10 Gb/s et Nx40 Gb/s des réseaux longue distance, il est nécessaire de développer les composants optoélectroniques haut débit, mais aussi de maîtriser la complexité croissante des composants passifs. Les réseaux métropolitains sont encore plus exigeants sur le coût des composants, ce qui nécessite en particulier des efforts accrus en intégration et gestion du trafic des données.

Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés à l'étude de la dispersion dans les fibres optiques standards. Nous nous sommes plus particulièrement focalisés sur l'étude de la PMD dans les fibres SSMF correspondant à la spécification ITU-G.652 utilisées dans les réseaux de transmission longues distances. En tenant compte de l'ellipticité du cœur de la fibre, la variation de la PMD en fonction de la température est étudiée à travers l'évolution de la biréfringence en fonction du paramètre V de la fibre pour différentes températures.

Notre démarche consiste, à partir de la compréhension des phénomènes physiques à l'origine de la PMD, à proposer une architecture électronique à faible coût pour compenser les effets engendrés par la PMD lors de la transmission d'un signal optique.

En effet, la sensibilité aux défauts de propagation augmente avec le débit, que ce soit pour les effets linéaires dus à la dispersion chromatique (CD : *chromatic dispersion*) et à la dispersion de mode de polarisation (PMD : *polarization-mode dispersion*) de la fibre, ou les effets non linéaires essentiellement induits par l'effet Kerr (variation de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité lumineuse). Par exemple, la CD totale cumulée acceptable pour un débit de 10 Gb/s est de l'ordre de 1000 ps/nm, mais cette valeur tombe à environ 60 ps/nm à un débit de 40 Gb/s (soit moins de 4 km de

la même fibre !). Le niveau de la PMD acceptable rend quant à lui une partie des fibres installées avant 1995 inutilisables ; cela explique que la plupart des solutions en cours de développement soient basées sur des schémas de gestion particuliers de la dispersion le long de la ligne.

Les phénomènes de dispersion des fibres optiques ne sont pas faciles à mettre en évidence expérimentalement. En revanche, l'origine et les conséquences de ces phénomènes peuvent être décrites par des outils de simulation sur ordinateur.

En outre, la PMD est identifiée aujourd'hui comme la principale source de limitation de la bande passante et de la capacité de transmission autorisées sur une fibre. Cette limitation est souvent compensée de manière optique, méthode coûteuse et dépendant de la longueur d'onde. De plus, les méthodes et les systèmes proposés pour compenser la PMD présentent un comportement instable une fois installés sur le terrain. Plusieurs auteurs ont attribué cette instabilité à la fluctuation de la PMD induite par le changement de la température. Cependant, ce problème est loin d'être résolu. Par ailleurs, la biréfringence dans les fibres optiques représente la cause principale de la dispersion de mode de polarisation.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous rappelons les outils théoriques de base nécessaires à la compréhension des phénomènes étudiés dans le cadre de ce travail. La première partie de ce chapitre est consacrée à des rappels sur les réseaux optiques. Bien que la littérature concernant la théorie de la propagation guidée soit abondante de nos jours, nous donnons néanmoins dans la deuxième partie l'essentiel de la théorie de la propagation de la lumière dans les fibres optiques.

Le deuxième chapitre porte sur l'étude de la dispersion chromatique (CD, *Chromatic Dispersion*) dans les fibres optiques standards. En effet, avant de se concentrer sur les problèmes liés à la PMD dans les fibres, nous nous sommes intéressés à la compréhension et l'étude de la dispersion chromatique. Nous avons utilisé, entre autres, le logiciel COMSIS pour simuler et étudier les effets de la CD sur le débit et la distance de transmission dans le cas d'un système de transmission numérique monocanal à très haut débit.

Le troisième chapitre porte sur l'étude des effets de la PMD sur les transmissions optiques. L'influence de la température est plus particulièrement présentée. Ce chapitre est véritablement au cœur de notre travail. Il y est présenté l'étude des effets de la température sur la PMD dans les fibres monomodes standards (SMF) correspondant à la spécification ITU-G.652 utilisées dans les réseaux de transmission longue distance.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude de la compensation de la PMD dans les fibres optiques standards. Nous y présentons les deux familles de méthodes utilisées pour la compensation de la PMD dans les réseaux optiques. Le chapitre se termine par la proposition de nouvelles voies susceptibles d'être exploitées pour la compensation de la PMD.

Enfin, nous terminons ce manuscrit par une conclusion générale et les perspectives offertes par ce travail.

Chapitre 1 :

Introduction aux réseaux de télécommunications par fibres optiques

Introduction

Le principe de toute transmission de données est de faire circuler des informations entre un émetteur et un récepteur en minimisant les risques de déformation du signal reçu, de façon à assurer une fiabilité maximale du transfert de l'information.

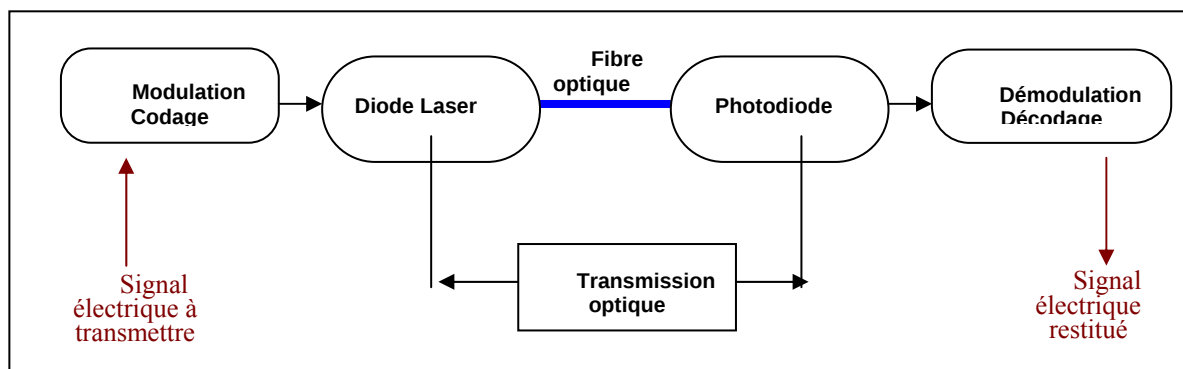


Figure 1.1: Schéma de principe d'une liaison optique

Dans le cas d'une transmission par fibre optique, le signal est tout d'abord codé ou modulé suivant une séquence connue qui peut être contrôlée à la réception. Ce signal est injecté dans la fibre optique par l'intermédiaire de l'émetteur. À la sortie de la fibre, le signal est reçu sur une photodiode puis amplifié avant d'être décodé pour être remis sous sa forme initiale.

Dans ce chapitre nous allons rappeler brièvement les notions de base liées aux réseaux optiques. Des rappels sommaires sur les fibres seront également donnés dans la deuxième partie de ce chapitre.

1. Eléments de bases des réseaux optiques

Un réseau est un ensemble d'équipements reliés entre eux, grâce à des lignes physiques (câbles, fibre optique, ...) ou des ondes hertziennes dans le but d'échanger des données selon des règles (protocoles) bien définies. Si le lien est physique (câble, fibre, ...) le réseau est dit fixe ; si le lien est sous forme d'ondes hertziennes, on parle de réseau sans fil. On distingue un réseau d'un autre selon le nombre d'éléments qui le constituent, sa disposition géographique, et le (les) protocole(s) qu'il utilise.

Notre travail concerne la transmission par fibres optiques ; c'est la raison pour laquelle nous ne parlerons par la suite que du réseau fixe.

Généralement, on distingue trois types de réseau fixe : le réseau local (*LAN, Local Area Network*), le réseau métropolitain (*MAN, Metropolitan Area Network*) et enfin le réseau étendu ou longue distance (*WAN, Wide Area Network*).

Les caractéristiques des trois types de réseau fixe sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Tableau 1.1 : Comparaison entre les trois types de réseau fixe

	réseau <i>LAN</i>	réseau <i>MAN</i>	réseau <i>WAN</i>
Nombre d'éléments	un ensemble d'équipements, appartenant à une même société	interconnecte plusieurs LANs	interconnecte plusieurs LANs ou MANs
Dispersion géographique	les machines sont situées sur un périmètre géographiquement restreint	réseaux LANs géographiquement proches	très grandes distances
Protocoles utilisés	Ethernet, Token Ring, FDDI, etc.	FDDI, ATM, SDH, etc.	SDH, SONET, WDM, etc.

1.1. Topologies physiques du réseau fixe

Une topologie est l'architecture ou l'arrangement physique des nœuds constituant le réseau. Pour un réseau fixe trois topologies sont possibles

- Topologie en bus* : le mot « bus » désigne le tronc physique qui relie les nœuds, dans un bus tous les éléments sont connectés à un même médium de transmission par l'intermédiaire d'un câble ;
- Topologie en anneau* : dans la topologie en anneau (*ring*) les éléments communiquent alternativement sur un anneau ;
- Topologie en étoile (star)* : dans ce cas tous les nœuds sont reliés à un équipement appelé « concentrateur (*hub*) » ou « commutateur ». Ce dernier assure la communication entre tous les éléments interconnectés.

1.2. Les réseaux de télécoms par fibres optiques :

Comme nous venons de le rappeler, il existe trois catégories de réseaux optiques présentées sur la figure I.1 ci-dessous [1]. Les liens sont des câbles constitués de plusieurs fibres optiques.

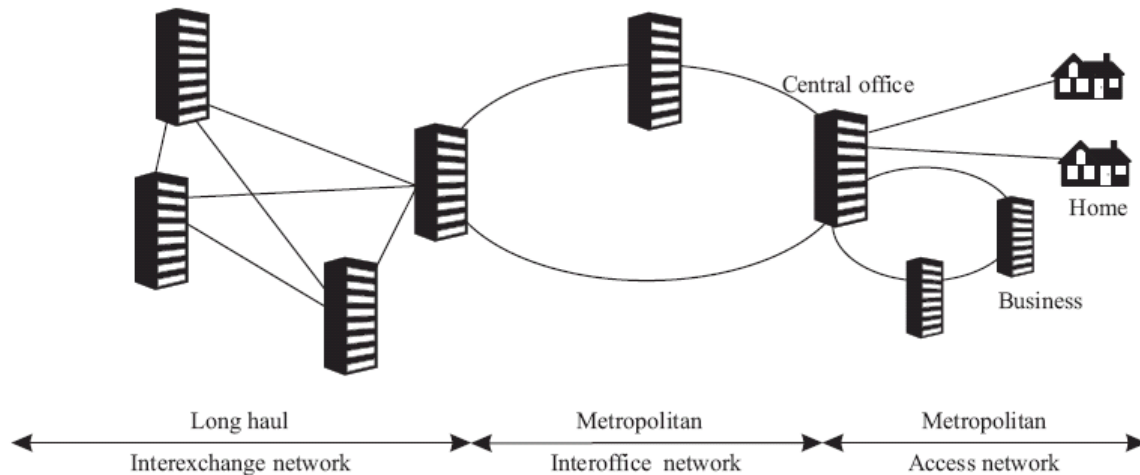


Figure 1.2 : Différents types de réseau public [1]

1.2.1. Le réseau étendu ou longue distance (WAN, Wide Area Network)

Il est déployé à l'échelle d'un pays ou d'un continent, et ses nœuds sont de très grands centres urbains. Ce type de système :

- comprend des systèmes terrestres ou sous-marins ;
- véhicule des données à grande vitesse sur des longues distances de plus de 100 km ;
- peut utiliser des répéteurs pouvant régénérer le signal optique. Ces répéteurs sont constitués par des régénérateurs optoélectroniques *3R* (*Retiming*, *Reshaping*, *Regenerating*) et par des amplificateurs optiques [1].

a) Les réseaux terrestres :

- ont une dimension de quelques centaines de km [2] et relient des grands centres urbains, reliés par des multiplexeurs d'insertion/extraction ;
- utilisent une topologie propre au SDH avec des boucles en double anneau permettant en cas de panne d'un anneau de diriger les signaux sur l'autre ;
- sont flexibles vis-à-vis de la demande ; actuellement à 2.5 Gb/s, ils peuvent être augmentés, à l'aide du DWDM [3] sur N canaux, à $N \times 2.5$ Gb/s ou $N \times 10$ Gb/s.

b) Les réseaux sous-marins :

- peuvent atteindre plusieurs milliers de km [2] ;
- peuvent aussi relier des îles ou des pays d'un même continent. De plus, il est moins coûteux de poser des câbles sous-marins que des câbles enterrés ;
- utilisent la 3^{ème} fenêtre de la fibre optique à $\lambda=1,55$ nm où l'atténuation est la plus faible.

- Les liaisons transocéaniques plus anciennes sont de type point-à-point ; dans les systèmes les plus modernes on adopte la structure en anneau de façon à pouvoir réorienter les signaux en cas de défaillance d'une voie.

1.2.2. Le réseau métropolitain (MAN, Metropolitan Area Network)

C'est un réseau qui dessert une grande ville et ses environs. Ce type de réseau :

- a une longueur qui varie entre 1 à 100 km [1] ;
- est de type récent, en constante évolution et croissance ;
- a un grand degré de connectivité ;
- utilise des anneaux métropolitains qui se caractérisent généralement par un trafic maillé avec un certain degré de concentration lié à l'interconnexion avec le réseau longue distance. Les anneaux d'accès collectent en général le trafic de plusieurs nœuds pour le concentrer vers un nœud partagé avec un réseau métropolitain structurant ;
- doit, à la différence du réseau longue distance, prendre en charge des formats, des protocoles et des débits de transmission très divers ;
- mêlent les trafics de la hiérarchie numérique synchrone (SDH) ou autre encore. Les amplificateurs optiques sont essentiels pour les applications de ce type de réseau ;
- est souvent équipé par des cartes transpondeurs multi-débits universelles, acceptant n'importe quel débit de 100 Mb/s à 2.5 Gb/s ;
- utilise le DWDM [3-4], offrant les mêmes avantages que les systèmes à longues distances ;
- les distances étant plus faibles, nécessite moins d'amplificateurs optiques, ce qui permet d'étendre la bande spectrale au-delà des amplificateurs EDFA et réduit les problèmes de dispersion [2].

1.2.3. Le réseau local (LAN, Local Area Network)

Aussi appelé réseau d'accès ou de desserte, ce réseau :

- a une longueur qui varie de 2 à 70 m ;
- est constitué par une partie en fibre entre l'autocommutateur et la terminaison de réseau optique suivie d'une partie en conducteur métallique qui va jusqu'au terminal de l'abonné.

L'optique entre désormais dans les réseaux de desserte grand public, on parle de FTTx (*Fiber To The ...*, « fibre jusqu'à ... ») : quartier (FTTN, pour *Neighborhood*), au pied d'immeuble (FTTB, pour *Building*), au domicile (FTTH, pour *Home*).

Le réseau FTTx peut être point-à-point ou point multipoint, actif ou passif. Les architectures sont dites passives ou actives, selon la présence ou l'absence d'équipements actifs entre le site central de l'opérateur et les points de desserte.

À titre d'exemple nous présentons les schémas de déploiement du réseau FTTH [5].

L'architecture point-à-point passif :

Chaque habitation est reliée au central par une fibre optique. Cette architecture permet une grande étanchéité entre les lignes des différents abonnés et aucun partage de débit n'est possible.

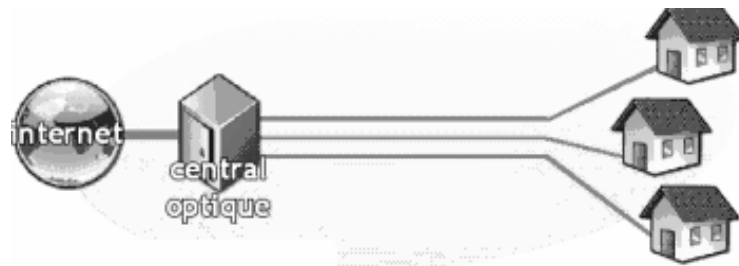


Figure 1.3 : FTTH point à point passif

L'architecture point-multipoint passif ou (PON, passive optical network) :

Une fibre unique part du central et dessert plusieurs habitations, lesquelles sont raccordées à cette fibre au niveau d'un équipement passif (coupleur ou *splitter*, sorte de « multiprise »), placé à proximité de la zone à desservir. Chaque maison reçoit toutes les informations envoyées par l'équipement central (OLT) ; l'équipement récepteur (ONT) de chaque abonné assure le filtrage. Cette architecture permet des économies sur la quantité de fibres à poser, et donc sur le dimensionnement des infrastructures d'accueil.



Figure 1.4 : FTTH multipoint passif

Le point-multipoint actif :

Proche du schéma précédent, le coupleur est remplacé par un commutateur. Les informations envoyées depuis le central sont traitées par le commutateur, qui les retransmet uniquement sur la fibre de l'abonné destinataire. Cette architecture, de par la présence d'éléments actifs dans l'arbre optique, est d'exploitation complexe à grande échelle.

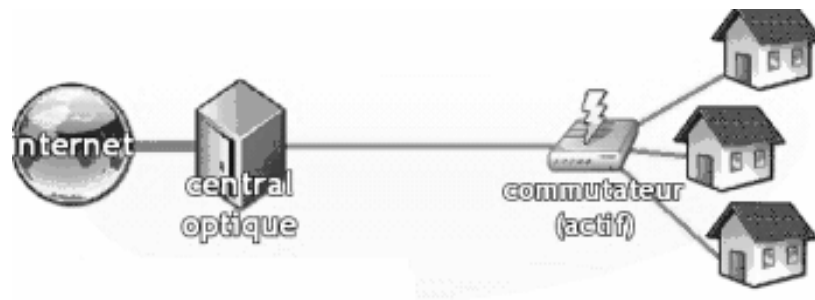


Figure 1.5 : FTTH multipoint actif

Les solutions mixtes

Le point de desserte optique peut être plus ou moins proche de l'utilisateur : en FTTB, la fibre s'arrête en pied d'immeuble ; en FTTN ou FTTC (curb : trottoir), la fibre s'arrête au niveau du quartier ou de la rue. Dans ces cas-là, les dernières dizaines ou centaines de mètres sont généralement réalisées sur un réseau cuivre. Ces solutions intermédiaires permettent d'approcher progressivement la fibre de l'utilisateur (en visant le FTTH à terme) et donc de lui apporter une amélioration immédiate du niveau de service (le débit sur cuivre étant d'autant plus élevé que la distance est courte), tout en étalant les investissements dans le temps.

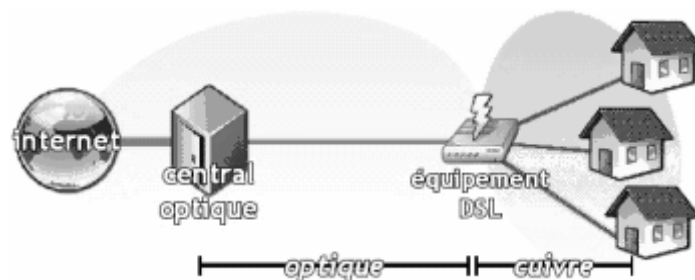


Figure 1.6 : Solution mixte (cuivre/fibre optique)

Déploiements FTTx dans le monde et en France

Au Japon ou en Corée du Sud on dénombre déjà des millions d'abonnés au FTTH ; le déploiement a également commencé il y a quelques années dans certaines villes des États-Unis, à l'origine plutôt pour la télévision que pour l'accès à internet. En France, la ville de Pau fait figure de précurseur (36000 logements raccordables) et des opérateurs privés déploient des réseaux dans certains quartiers de Paris. Le FTTx est également utilisé ponctuellement pour desservir des entreprises. Les opérateurs nationaux commencent à annoncer des projets de déploiement pour le grand public, principalement dans les zones très denses ; les premières réalisations ont eu lieu cette année (2007), avec très probablement un essor important au cours des années suivantes.

1.3. Les techniques de multiplexage

La bande passante d'une fibre optique monomode utilisée dans les transmissions optiques représente la fenêtre sur laquelle l'atténuation reste suffisamment faible, est de 25 THz autour de 1.55 μm [6]. elle est suffisamment large pour que sa réponse ne distorde pas le signal même dans les transmissions à plusieurs Gb/s. Cependant, l'électronique dans l'émetteur et le récepteur n'est pas capable d'exploiter cette performance offerte par la fibre optique et elle limite la vitesse de transmission dans ces liaisons. Il existe principalement trois façons pour résoudre ce problème.

1.3.1. En rajoutant des fibres optiques

Durant de nombreuses années, rajouter des fibres était la seule façon dont disposaient les sociétés pour augmenter la capacité des transmissions optiques. Ce qui a permis d'atteindre un débit de 2,5 Gb/s. cependant cette solution est très onéreuse et l'installation est aussi difficile. Donc cette solution serait pratiquement impossible à envisager.

1.3.2. Le multiplexage temporel (TDM, Time Division Multiplexing)

Le TDM [3] permet une division des signaux selon des périodes de temps. Ainsi, il est possible d'envoyer quelques signaux distincts sur une seule fibre en employant des segments de temps préalablement définis. Dans le système TDM, l'émetteur est constitué par N sources optiques en parallèle modulées au débit B b/s. Cette technique nécessite que les impulsions soient de durée inférieure à T_b/N afin d'éviter le recouvrement.

La technique TDM peut s'effectuer de manière tout-optique, on parle alors d'OTDM (*Optical TDM*), ou de manière électrique, on parle donc d'ETDM (*Electrical TDM*). La différence entre l'ETDM et l'OTDM réside dans le fait que, dans l'ETDM, le modulateur optique doit fonctionner non pas au débit des données transmises mais à celui du signal sortant du multiplexeur, ce qui fait qu'à la sortie du multiplexeur le débit est de $N \times B$ si on considère le nombre d'utilisateurs N et le débit de données B [6].

Le technique ETDM/OTDM permet d'atteindre des débits de 1 Tb/s mais elle est beaucoup trop coûteuse étant donné qu'il est nécessaire de réaliser de gros investissements dans de nouvelles infrastructures.

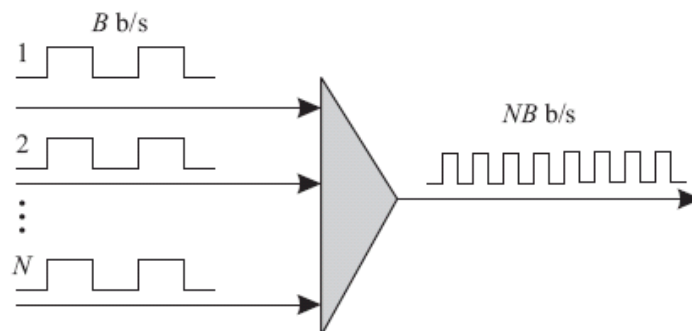


Figure 1.7 : La technique de multiplexage TDM [1]

1.3.3. Le multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing)

Son principe consiste à envoyer plusieurs ondes de longueurs différentes sur la même fibre. La modulation d'une onde se fait d'une façon classique. Les ondes sont ensuite multiplexées par des systèmes optique passifs. L'avantage de la technique WDM est qu'elle n'est pas tributaire de la vitesse des équipements électroniques. Cependant le nombre de longueurs d'onde qu'une fibre peut transporter est limité : d'une dizaine de longueurs d'ondes il y a quelques années, on est passé à plusieurs centaines aujourd'hui. De plus, en WDM, un seul amplificateur optique se substitue aux N régénérateurs en chaque site de ligne, procurant ainsi une économie d'équipements croissante avec la longueur de la liaison et le nombre de canaux [7].

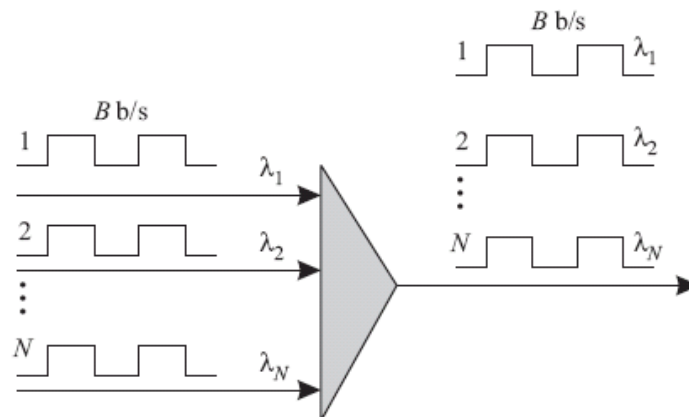


Figure 1.8 : La technique de multiplexage WDM [1]

La Figure 1.9 ci-dessous décrit l'architecture de base et le fonctionnement d'un réseau DWDM. Ce réseau se compose de noeuds d'extrémité, de noeuds de commutation et de liaisons par fibres optiques. Les noeuds d'extrémité consistent en modulateurs-démodulateurs (ou modems) à chaque voie, ainsi qu'en multiplexeurs et démultiplexeurs servant respectivement au groupement et à la séparation des ondes lumineuses de fréquences différentes. Les modulateurs convertissent les données numériques en ondes par modulation d'intensité ou d'amplitude, tandis que les démodulateurs reconvertissent les signaux optiques en données numériques. Les noeuds de commutation se composent de multiplexeurs et de démultiplexeurs à insertion-extraction, de commutateurs de longueur d'onde et de convertisseurs de longueur d'onde. Les multiplexeurs servent à grouper les signaux de longueurs d'onde différentes à des fins de transmission alors que les démultiplexeurs séparent ces mêmes signaux à des fins de commutation. Le commutateur de longueur d'onde interconnecte les voies d'entrée aux voies de sortie voulues. Les convertisseurs de longueur d'onde ont pour fonction de convertir, au sein d'une même fibre optique, les longueurs d'onde surexploitées en longueurs d'onde disponibles de manière à maximiser l'utilisation des voies.

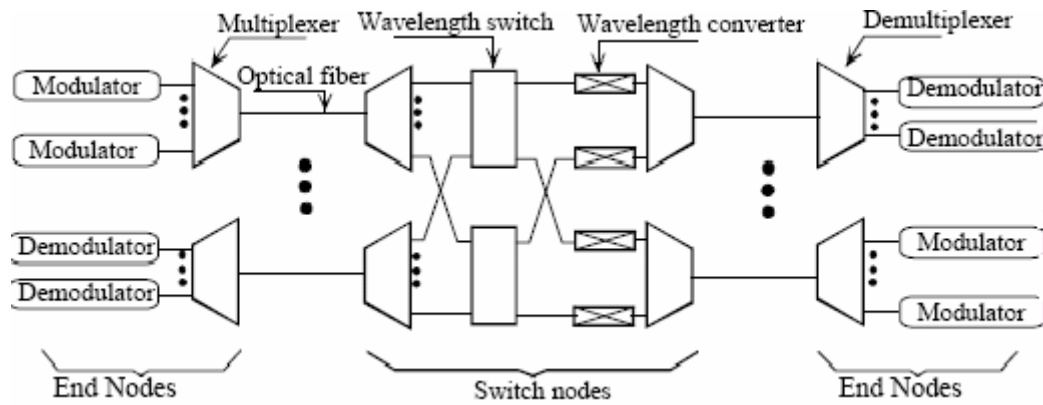


Figure 1.9 : Principales composantes d'un réseau DWDM

Le DWDM fonctionne généralement avec au moins 8 canaux de transmission. Il en existe également à 16, 40 voire beaucoup plus rarement 96 canaux. Un système DWDM à 16 canaux peut augmenter un débit de 2,4 Gb/s à 40 Gb/s en transmission unidirectionnelle. Avec les fibres préalablement existantes, il est possible de multiplier le débit par 17, voire par 42, sans avoir à investir lourdement dans de nouvelles infrastructures.

Le domaine des communications optiques est aujourd'hui caractérisé par une augmentation de la demande en terme de capacité de transmission. Cependant, il persiste certaines limitations inhérentes à la fibre elle-même. La sensibilité aux défauts de propagation augmente avec le débit, que ce soit pour les effets linéaires dus à la dispersion chromatique et la dispersion de mode de polarisation de la fibre, ou les effets non linéaires essentiellement induits par l'effet Kerr. Nous présenterons dans la suite de ce chapitre ces facteurs qui limitent la capacité d'une transmission optique en termes de débit et de distance et qui dépendent de la fibre optique elle-même.

2. La fibre optique

2.1. Structure, principe et caractéristiques de la fibre optique monomode

Une fibre optique est un cylindre de verre, elle consiste en une partie centrale, le cœur, d'indice de réfraction $n_{\text{cœur}}$, entourée par une seconde partie, la gaine optique, d'indice de réfraction n_{gaine} plus faible. Ces deux régions essentielles pour le guidage de la lumière sont réalisées avec deux matériaux différents. La fibre optique est souvent recouverte d'un revêtement protecteur qui ne joue aucun rôle dans le guidage de la lumière.

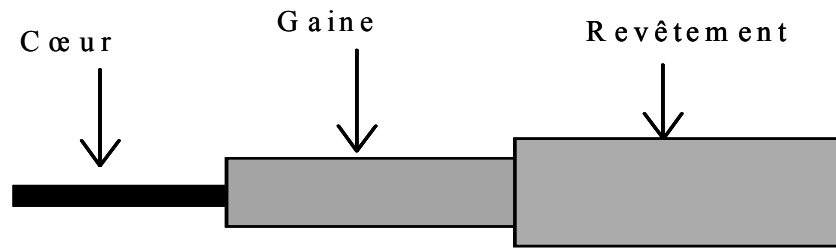


Figure 1.10 : Constitution d'une fibre optique

Généralement, on fabrique la fibre optique avec de la silice, un matériau qui ressemble au verre. La silice est un composé de silicium (Si) et d'oxygène (O) dont la formule chimique est SiO_2 [9]. On retrouve ce composé dans la nature dans différents minéraux tels que le quartz. Le principe de fabrication d'une fibre optique repose sur l'étirage d'une préforme de verre. Grâce à des techniques complexes, on peut ainsi étirer un tube de verre d'un mètre de long sur 10 cm de diamètre jusqu'à en faire une fibre optique de 150 km de long.

Lorsqu'un rayon lumineux entre dans une fibre optique à l'une de ses extrémités avec un angle adéquat, il subit de multiples réflexions totales internes. Ce rayon se propage alors jusqu'à l'autre extrémité de la fibre sans perte, en empruntant un parcours en zigzag.

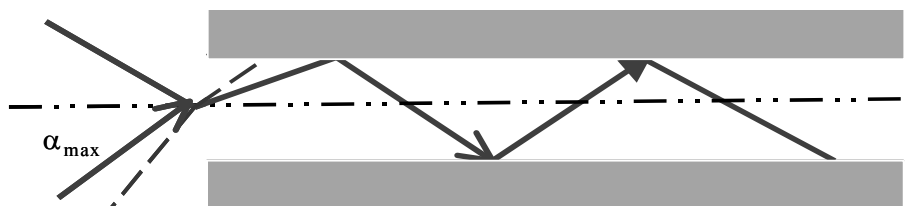


Figure 1.11 : Le guidage de la lumière dans une fibre optique

L'ouverture numérique de la fibre ON représente le sinus de l'angle d'entrée maximal de la lumière dans la fibre, $\alpha_{\max}$, pour que la lumière puisse être guidée sans pertes ; cet angle est mesuré par rapport à l'axe de la fibre [9].

$$ON = \sin \alpha_{\max} = \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad \text{I.1}$$

Un rayon hors du cône d'acceptance sera simplement réfracté à l'entrée dans la fibre puis à l'interface des deux couches, il passera alors dans la gaine et sera perdu.

Les rayons lumineux qui pénètrent dans le cœur, sous une incidence égale ou inférieure à l'angle limite sont guidés par la fibre. Si le diamètre du cœur est relativement grand, différents modes de propagation sont possibles et la fibre est de type multimode, ou MMF (*Multi mode Fibre*), le diamètre de son cœur varie entre 50 et 85 μm . Elle est principalement utilisée dans les réseaux locaux ne s'étendant pas sur plus de quelques kilomètres. Les données à transporter sont émises au moyen d'une diode électroluminescente (LED, *Light Emitting Diode*) d'une longueur d'onde de 850 ou 1300 nm. Au contraire, si le cœur est petit par rapport à la longueur d'onde de la transmission, un seul mode de propagation est possible et la fibre est de type monomode, ou SMF (*Single Mode Fibre*), dont le cœur

extrêmement fin a un diamètre de l'ordre de 9 μm . La transmission des données y est assurée par des lasers optiques émettant des longueurs d'onde lumineuses de 1300 à 1550 nm et par des amplificateurs optiques situés à intervalles réguliers.

Une fibre optique est caractérisée par deux paramètres. Le premier est la différence d'indice normalisée (*Relative Index Différence*) Δ , qui donne une mesure du saut d'indice entre le cœur et la gaine :

$$\Delta = \frac{n_{\text{cœur}} - n_{\text{gaine}}}{n_{\text{cœur}}} \quad \text{I.2}$$

La valeur typique de la différence d'indice normalisée est $\Delta \approx 3 \times 10^{-3}$ [10]. Le second paramètre est le paramètre V , la fréquence normalisée de la fibre,

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a (n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2)^{1/2} \quad \text{I.3}$$

a est le rayon du cœur, λ est la longueur d'onde de la lumière. Si la valeur de V est inférieure à 2.405, la fibre à saut d'indice est dite monomode [10-11].

2.2. Modes dans les fibres optiques

La propagation de la lumière dans une fibre optique se fait suivant des modes de propagation. Pour déterminer la structure des champs électromagnétiques à l'intérieur d'une fibre optique on utilise les équations de Maxwell [12-13], en tenant compte de la structure de la fibre optique : profil d'indice, rayon de cœur a , diamètre de la gaine, longueur d'onde de travail λ , et ouverture numérique ON . Les équations ne peuvent pas être résolues exactement, mais des approximations décrivent assez bien le comportement de la lumière dans la fibre.

Différents types de mode existent : les modes guidés dans le cœur, un continuum de modes radiatifs non guidés et les modes évanescents se propageant en dehors du cœur. Pour un mode guidé, la relation reliant la constante de propagation β aux indices de réfraction du cœur $n_{\text{cœur}}$ et de la gaine n_{gaine} et la longueur d'onde λ est donnée par :

$$n_{\text{gaine}} k_0 < \beta < n_{\text{cœur}} k_0 \quad \text{avec} \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{I.4}$$

Cette condition de guidage est équivalente à celle sur l'ouverture numérique. La condition de coupure des modes est :

$$\beta_c = n_{\text{gaine}} k_0 = n_{\text{gaine}} \frac{2\pi}{\lambda_c} \quad \text{I.5}$$

Les modes sont confinés si $\lambda < \lambda_c$.

Dans une fibre optique les ondes électromagnétiques se propagent dans une structure cylindrique, les coordonnées naturelles sont les coordonnées cylindriques (r, ϕ, z) . La solution recherchée sera harmonique et le sens de propagation est Oz . Le champ électrique et le champ magnétique d'une onde se propageant dans la fibre optique peuvent être écrits sous la forme d'une onde plane [14] :

$$E = E_0(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta(\omega)z)} \quad \text{I.6}$$

$$B = B_0(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta(\omega)z)}$$

E_0 et B_0 sont les amplitudes des champs électrique et magnétique respectivement, ω est la fréquence angulaire de l'onde donnée par $2\pi f$, et $\beta(\omega)$ est la constante de propagation du mode. Les équations de propagation dans le milieu diélectrique s'écrivent [13] :

$$\begin{aligned} \Delta E &= \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \\ \Delta B &= \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} \end{aligned} \quad \text{I.7}$$

À partir de ces équations on obtient l'équation de propagation pour la composante du champ électrique E_z en utilisant l'opérateur Laplacien en coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0 \quad \text{I.8}$$

avec
$$q^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2 \quad \text{I.9}$$

La forme de l'équation est la même pour le champ magnétique B_z . Les autres composantes du champ électrique E_r, E_ϕ sont obtenues de la manière suivante [15] :

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{-j}{q^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \mu_0 \omega \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \phi} \right) \\ E_\phi &= \frac{-j}{q^2} \left(-\mu_0 \varepsilon \frac{\partial B_z}{\partial r} + \beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \end{aligned} \quad \text{I.10}$$

En imposant les conditions aux limites on peut obtenir les modes de propagation dans la fibre optique qui peuvent être :

- des modes transverses électriques, TE , pour $E_z = 0$;
- des modes transverses magnétiques, TM , pour $B_z = 0$;

- des modes hybrides, HE , pour $E_z \approx 0$ et $B_z \approx 0$.

Les modes HE sont spécifiques aux fibres optiques alors qu'ils n'existent pas dans les guides d'ondes métalliques.

2.3. Propagation de la lumière dans la fibre optique

Le développement en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega)$ autour de la fréquence ω_0 peut s'écrire :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2!}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad \text{I.11}$$

$$\text{Où } \beta_n = \left. \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} \quad \text{I.12}$$

β_1 est la réciproque de la vitesse de groupe v_g , qui représente la vitesse de l'enveloppe de l'impulsion optique, β_2 est le paramètre de dispersion de vitesse de groupe qui sera discuté dans la section 2.3.2. La propagation de la lumière dans une fibre optique est modélisée par l'équation non linéaire de Schrödinger (*NLSE, Non Linear Schrödinger Equation*) [11, 15, 16], dès lors que la largeur typique des impulsions est supérieure à la picoseconde. Cette équation décrit plusieurs phénomènes physiques d'une importance fondamentale pour les fibres optiques.

$$j \frac{\partial E}{\partial z} = \underbrace{\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + j \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3}}_{\text{dispersion}} - \underbrace{j \frac{\alpha}{2} E}_{\text{atténuation}} - \underbrace{\gamma |E(t)|^2 E - j \zeta [S_R(t) * E(t)^2] E}_{\text{effets non linéaires}} \quad \text{I.13}$$

Où $E(z,t)$ est l'enveloppe complexe du champ électrique, α l'atténuation, β_2 et β_3 sont liés à la dispersion chromatique, γ est le coefficient d'effet non linéaire Kerr, ζ et S_R sont liés à l'effet non linéaire Raman.

L'équation de Schrödinger I.13 résume le fait que la fibre est un milieu à pertes, dispersif et non linéaire pour la propagation de la lumière. Elle décrit tous les phénomènes linéaires (atténuation, dispersion chromatique) et les phénomènes non linéaires (l'effet Kerr et l'effet Raman) qui interviennent lors de la propagation dans la fibre optique. Nous discuterons ces paramètres un par un dans la suite de ce chapitre.

2.3.1. Atténuation dans la fibre

L'atténuation correspond à une diminution de la puissance du signal transmis. Elle s'exprime très souvent en décibels (dB). On définit un coefficient d'atténuation α pour une ligne de transmission de longueur L qui s'exprime en dB/Km tel que [17] :

$$\alpha(\lambda)_{(dB/km)} = -\frac{10}{L} \log \left[\frac{P_S}{P_E} \right] \quad \text{I.14}$$

En comparant avec des autres supports de transmission comme le cuivre, l'atténuation de la fibre optique est faible, elle dépend en particulier de la longueur d'onde des impulsions lumineuses [18].

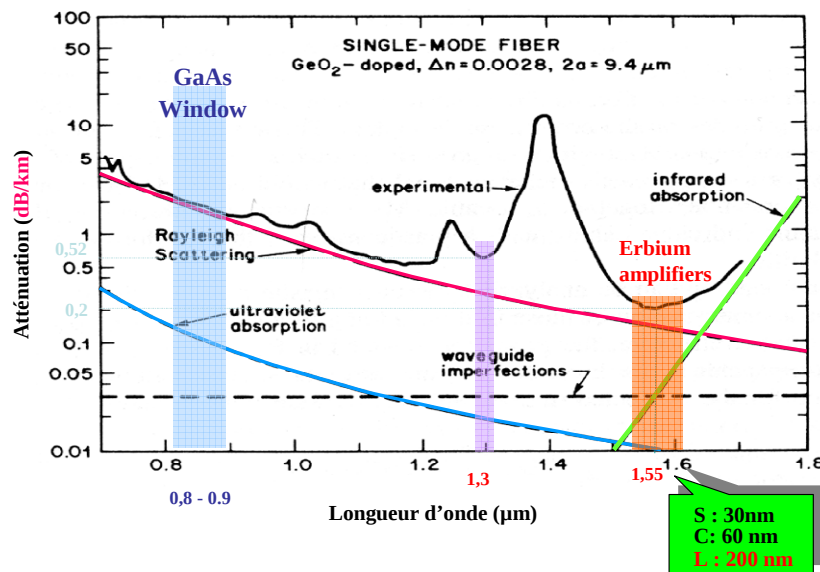


Figure 1.12 : Pertes optiques dans une fibre standard

L'atténuation provient principalement de deux phénomènes : l'absorption et la diffusion de la lumière comme le montre la figure ci-dessus.

Selon l'atténuation les fibres peuvent être utilisées pour la transmission essentiellement dans deux « fenêtres en longueur d'onde » : les fenêtres 1300 nm et 1500 nm. La fenêtre 800 nm étant pratiquement complètement abandonnée.

La fenêtre à 1300 nm a une largeur de bande de 50 nm et une atténuation moyenne importante d'environ 0,4 dB/km ; mais les composants optoélectroniques à ces longueurs d'onde (lasers et récepteurs) sont peu coûteux. Elle est utilisée pour les systèmes de télécommunications de courte distance (quelques dizaines de kilomètres) ou de faible capacité : réseaux urbains ...

La fenêtre à 1550 nm a une largeur de bande de 100 nm et une atténuation moyenne d'environ 0,2 dB/km ; Elle se divise en trois bandes S, C et L (Figure 1.12). Elle est utilisée généralement pour les télécommunications longues distances et à haut débit car la faible atténuation dans cette fenêtre

permet d'espacer bien davantage les coûteux régénérateurs et/ou amplificateurs nécessaires pour la compensation de l'atténuation dans la fibre de ligne.

2.3.2. Dispersion chromatique (CD, Chromatic Dispersion)

Lorsqu'un signal lumineux se propage dans un milieu, il subit un élargissement dans le temps. Cet élargissement limite le débit dans un système de communication optique, car il oblige à augmenter le délai entre deux impulsions. Cet élargissement a plusieurs causes. Une première cause vient du fait que pour une longueur d'onde donnée (lorsque nous considérons la propagation dans une fibre multimode), les vitesses de groupe des différents modes ne sont pas égales les unes aux autres (on parle de dispersion intermodale). Une seconde cause de la dispersion vient du fait que l'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde et que les sources utilisées pour transmettre le signal ne sont pas purement monochromatiques (on parle alors de dispersion intramodale ou chromatique). Les différentes composantes spectrales d'une source ont donc des temps de propagation différents, ce qui provoque l'élargissement d'une impulsion. Dans ce travail on ne s'intéresse qu'à la dispersion chromatique.

Dans les fibres monomodes la dispersion chromatique provient de deux causes principales :

La dispersion du matériau D_m : elle est liée à la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde (équation I.15). Pour la silice, D_m varie d'environ -100 ps/km/nm à 0,85 μm à +25 ps/km/nm à 1,55 μm ; elle s'annule à 1,27 μm .

La dispersion du guide D_g : liée à la structure géométrique du guide d'onde, elle résulte de la variation de la constante de propagation β avec la fréquence normalisée V (qui dépend elle même de la longueur d'onde λ) ; la dispersion du guide est toujours négative et dépend des paramètres de la fibre.

La dispersion du matériau D_m est donnée par [11,19] :

$$D_m(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{coeur}}(\lambda)}{d\lambda^2} \quad \text{I.15}$$

c est la vitesse de la lumière dans le vide.

La dispersion du guide D_g est donnée par [19] :

$$D_g \approx -\frac{n_{\text{gaine}} - n_{\text{coeur}}}{c \lambda} \left[V \frac{\partial^2 (bV)}{\partial V^2} \right] \quad \text{I.16}$$

où

$$V \frac{\partial^2 (bV)}{\partial V^2} \approx 0.08 + 0.5439(2.834 - V)^2 \quad \text{I.17}$$

La dispersion chromatique D est donc la somme de D_m et D_g :

$$D = D_m + D_g \quad \text{I.18}$$

À cause de la dispersion chromatique la vitesse de groupe v_g à l'intérieur d'un mode de propagation varie en fonction de la longueur d'onde λ . Le retard de groupe du signal après une longueur de propagation L sera alors

$$t_g(\lambda) = \frac{L}{v_g(\lambda)} = L \frac{d\beta(\omega)}{d\omega} \quad \text{I.19}$$

Pour un signal optique possédant un spectre de largeur $\Delta\lambda$, la dispersion du temps de retard de groupe τ_g peut s'écrire :

$$\tau_g = \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda \quad \text{I.20}$$

La dispersion chromatique, D est alors définie par :

$$\tau_g = D L \Delta\lambda \quad \text{I.21}$$

avec $D = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} \text{ (ps/km/nm)}$

Dans la silice, dans la région du proche infrarouge pour les longueurs d'ondes croissantes la dispersion est d'abord négative, c'est la dispersion normale, passe par un zéro à $\lambda \approx 1310 \text{ nm}$, appelé zéro de dispersion, et puis devient positive. Cela correspond à la dispersion anormale. Le zéro de dispersion est important puisque pour cette longueur d'onde les signaux ne subissent pas, en théorie, de distorsion. Les fibres optiques monomodes standards présentent une dispersion chromatique de 17 ps/nm/km autour de 1500 nm [11].

Par rapport à l'équation de Schrödinger I.13, le terme β_2 est lié au paramètre de dispersion chromatique D par la relation suivante :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \beta_2 \quad \text{I.22}$$

Le terme β_3 représente la dispersion d'ordre supérieur et est à prendre en compte si on travaille à une longueur d'onde proche de la longueur d'onde où le paramètre de dispersion chromatique D est nul (environ 1312 nm pour une fibre standard G652) ou dans le cas des systèmes à large bande [20].

2.3.3. Effet de la dispersion chromatique

La dispersion chromatique induit un élargissement temporel des impulsions se propageant dans la fibre.

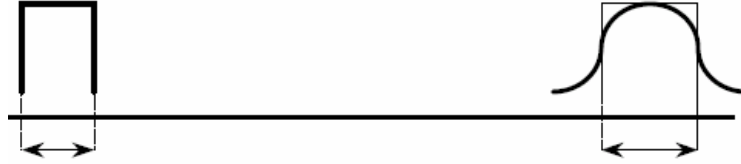


Figure 1.13 : Effet de la dispersion chromatique : le signal qui se propage s'élargit

Elle limite aussi la distance sur laquelle un signal peut être transmis sans régénération électronique du signal numérique d'origine. Cette distance est appelée limite de dispersion ou longueur de dispersion chromatique L_D . Elle représente la distance de transmission au bout de laquelle une impulsion s'élargira de l'intervalle d'un bit. La limite de dispersion estimée pour un signal de largeur spectrale $\Delta\lambda$ est donnée par [11]

$$L_D \approx \frac{1}{2BD\Delta\lambda} \quad \text{I.23}$$

où B est le débit de transmission. Cela veut dire aussi que pour une longueur de transmission donnée L , la dispersion chromatique limite également le débit qu'on peut transmettre dans une liaison optique et qui peut être estimé théoriquement par la même équation I.24.

2.3.4. Principaux effets non linéaires dans les fibres optiques

Les effets non linéaires [12] présentent un des mécanismes fondamentaux qui limitent la quantité de données qui peuvent être transmises sur une fibre optique. Il est important que les concepteurs de systèmes se rendent compte de ces limitations et se rendent également compte des mesures qui peuvent être prises pour réduire au minimum ces effets. Les effets non linéaires dans la fibre optique résultent de deux mécanismes de base : le premier, le plus sérieux, est le fait que l'indice de réfraction de la silice dépend de la puissance optique transmise (l'effet Kerr). L'équation générale de l'indice de réfraction du verre dans le cœur est [23]

$$n = n_{\text{cœur}} + n_{\text{NL}} \frac{P}{A_{\text{eff}}} \quad \text{I.24}$$

où n_{NL} est le coefficient de non- linéarité de la fibre (il vaut $2,35 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ pour la silice [23]), P est la puissance optique en Watt, A_{eff} est la surface effective du cœur en m^2 . L'équation I.25 montre deux stratégies pour réduire la non linéarité due à l'effet Kerr : soit réduire au maximum la puissance injectée (ce qui est à l'opposé de la tendance courante), soit maximiser la surface effective de la fibre

sans introduire d'autres effets indésirables. La plupart des dernières conceptions se sont concentrées sur maximiser la deuxième possibilité qui consiste à maximiser A_{eff} .

La contribution de l'effet Kerr à l'équation de l'évolution de l'enveloppe I.13 s'écrit [20] :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -j\gamma |E(t)|^2 E \quad \text{I.25}$$

où

$$\gamma = \frac{n_{\text{gain}} \omega_0}{c A_{eff}} \quad \text{I.26}$$

D'une manière générale, l'effet Kerr provoque les effets non linéaires suivants:

1) L'auto modulation de phase, (SPM, Self Phase Modulation) : dans un signal modulé en intensité, la modification de la phase de l'onde proportionnellement à l'intensité de l'onde elle-même est appelée SPM. Une des caractéristiques de la SPM est le décalage en fréquence, qui vaut :

$$\delta\nu = -n_{NL} \frac{z}{\lambda} \frac{1}{A_{eff}} \frac{\partial P(z,t)}{\partial t} \quad \text{I.27}$$

De l'équation précédente nous constatons que le décalage est négatif sur les fronts montants et positif sur les fronts descendants et augmente en valeur absolue avec la distance.

2) la modulation de phase croisée, (XPM, Cross Phase Modulation) : l'effet XPM intervient quand il y a au moins deux ondes de fréquences différentes qui se propagent simultanément dans la fibre. Par définition, c'est la variation non linéaire de la phase du champ électrique d'une des ondes sous l'effet du champ électrique de l'autre.

Précisons qu'à intensités égales, la contribution de la XPM est double de celle de la SPM, elle induit tout comme la SPM, un élargissement spectral des impulsions, à la différence majeure que l'effet de la XPM dépend sensiblement de la polarisation des deux ondes et des informations véhiculées par les deux porteuses. Il s'ensuit un glissement relatif des impulsions véhiculées par les deux porteuses, ce glissement s'accroît plus rapidement que la dispersion chromatique de la fibre est plus grande et que les porteuses optiques sont plus espacées en fréquence.

3) le mélange à quatre ondes (FWM, Four Wave Mixing) : représente une autre manifestation de l'effet Kerr, à l'image de la XPM, caractérisée par un processus engendrant de nouvelles longueurs d'ondes lorsque deux porteuses au moins se propagent dans la fibre. À la différence de la XPM, ce cas consiste à l'interaction de deux ondes de fréquences distinctes ω_1 et ω_2 produisant deux autres ondes de fréquences ω_3 et ω_4 de sorte que :

$$\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2 \quad \text{I.28}$$

Comme son nom l'indique, la FWM implique une interaction faisant intervenir quatre ondes de fréquences toutes ou partiellement distinctes. On parle de dégénérescence quand l'interaction fait intervenir deux fréquences identiques parmi les quatre.

Le deuxième mécanisme qui peut générer des effets non linéaires est l'effet Raman et Brillouin spontanés: ces effets sont dus à l'interaction entre les modes de vibration du verre, les photons et les phonons de l'onde propagée.

L'effet Brillouin, (SBS, Stimulated Brillouin Scattering) : cet effet impose une limite sur la quantité de puissance optique qui peut être utilement injectée dans une fibre optique. L'effet SBS a une puissance de seuil : quand ce seuil est dépassé, un facteur significatif de la lumière transmise est réorienté en arrière vers l'émetteur, onde de Stokes, avec une fréquence inférieure à celle du signal ; le SBS induit un bruit significatif dans le système. L'efficacité de cet effet diminue si le signal est modulé et disparaît pratiquement pour une bande supérieure à 100 GHz [23].

L'effet Raman, (SRS, Stimulated Raman Scattering) : l'onde engendrée se propage dans le même sens et elle possède un décalage en fréquence beaucoup plus grand, de l'ordre de 10 THz [23]. Cet effet devient important dès que la largeur spectrale de l'ensemble des signaux transmis est supérieure à quelques nm, ce qui est le cas de l'ensemble des canaux DWDM. Le SRS limite la quantité de la lumière qui peut atteindre le récepteur. Pour un système consistant en N amplificateurs optiques, le seuil du SRS chutera d'un facteur N [23].

La contribution de l'effet Raman à l'équation de l'évolution de l'enveloppe I.13 se met sous la forme :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -j\zeta \left[S_R(t) * |E(t)|^2 \right] E \quad \text{I.29}$$

$$\text{Où } \zeta = \frac{G_R \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad \text{I.30}$$

G_R est le gain de Raman à la fréquence de résonance. L'opérateur * désigne la convolution, autrement dit cette expression fait intervenir le filtrage de la puissance $|E(t)|^2$ par le filtre de réponse impulsionnelle $S_R(t)$. Ce filtre permet de rendre compte de la dépendance fréquentielle de la susceptibilité Raman.

2.3.5. Dispersion de mode de polarisation (PMD, Polarization Mode Dispersion)

Parmi les phénomènes liés à la polarisation de la lumière dans une fibre optique on trouve : les pertes dépendantes de la polarisation (PDL, Polarization Dependent Loss) [24-27], le gain dépendant de la polarisation (PDG, Polarization Dependent Gain) [26-27] et la dispersion de mode de polarisation (PMD, Polarization Mode Dispersion) [21, 22, 24, 25, 26, 28, 29]. Si la PDL et la PDG

sont inhérents aux composants optiques, la PMD résulte de la propagation anisotrope du signal lumineux dans la fibre. Ce phénomène de PMD représente une autre cause de l'élargissement temporel d'une impulsion à la traversée de la fibre, il est décrit par le changement de l'état de polarisation du mode électromagnétique.

Idéalement, une fibre possède une parfaite symétrie de révolution. De plus la silice est un matériau amorphe, donc isotrope, ce qui fait que le mode fondamental possède deux polarisations orthogonales qui se propagent avec la même vitesse. Sauf que, lors de la fabrication de la fibre, celle-ci peut présenter certains défauts tels qu'une ellipticité du cœur ou alors des contraintes résiduelles. De plus, les fibres déjà installées peuvent aussi subir des contraintes mécaniques. Tous ces phénomènes se manifestent pour induire ce qu'on appelle la biréfringence [10, 17, 29] dans la fibre optique.

Si le signal optique est injecté dans la fibre avec un état de polarisation quelconque, il apparaît localement un axe rapide OX et un axe lent OY de propagation et donc une levée de dégénérescence du mode HE_{11} en deux modes HE_{11}^x et HE_{11}^y conduisant à la modification de l'état de polarisation de la lumière injectée dans la fibre par la biréfringence donnée par

$$\Delta\beta = \beta_x - \beta_y = \frac{2\pi}{\lambda} |\Delta n| \quad \text{I.31}$$

avec $|\Delta n| = |n_x - n_y|$

Dans une liaison longue distance la biréfringence induit une dispersion PMD entre les composantes principales de la polarisation, cet effet se traduit par un élargissement τ qui varie avec la racine de la longueur de la fibre. La dispersion PMD s'exprime donc en $ps/\sqrt{km}$ [17].

On définit en n'importe quel point z de la fibre deux états de polarisation orthogonaux, les états principaux de polarisation (PSP, *Principle States of Polarization*) qui correspondent à des états stationnaires de la polarisation en fonction de la fréquence. Si l'anisotropie de la fibre est uniforme, l'impulsion se propagera selon les PSPs, qui possèdent deux vitesses de groupe différentes, créant ainsi le dédoublement de l'impulsion initiale équivalent à un élargissement temporel (c'est la PMD au premier ordre).

La différence de temps de groupe (DGD, *differential group delay*) τ entre les deux modes de polarisation en sortie de la fibre est un paramètre caractérisant la liaison. Si τ est trop important par rapport au temps bit T_b il résulte donc en réception une interférence entre symboles (*ISI, Intersymbol interference*) et une augmentation du taux d'erreur binaire (BER, *Bit Error Rate*) [26, 28, 30].

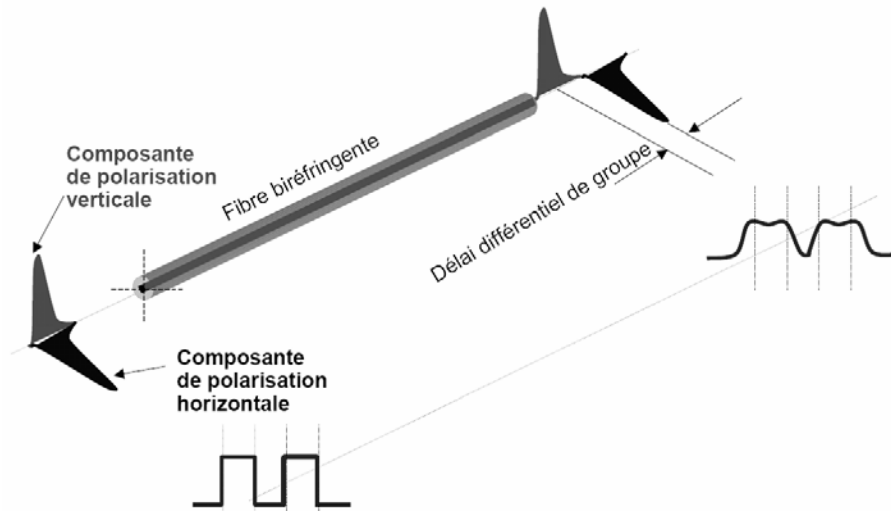


Figure 1.14 : Effet de la PMD au 1er ordre dans les transmissions optiques

La PMD fluctue aléatoirement en fonction du temps à cause de la variation permanente des contraintes mécaniques, ce qui rend son étude particulièrement complexe. Des études statistiques ont montré que la valeur du DGD suit une loi de probabilité Maxwellienne[22, 26, 28]. Par conséquent, la PMD d'une fibre est déterminée par la valeur moyenne $\langle \tau \rangle$ de DGD. L'instance internationale de télécommunications (ITU-T) a limité la valeur de PMD permise à $0.5 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ pour les fibres standards actuelles (ITU-G652, G653, G655).

L'effet de la PMD est plus faible que celui de la dispersion chromatique, il devient gênant à partir d'un retard de 10% de T_b , un DGD de 10 ps est la limite tolérable pour un débit de 10 Gb/s et la distance maximale (sans régénération du signal) pour un tel débit est limitée à 400 km. Ce phénomène sera discuté en détail dans le chapitre 3. Il est au centre de notre travail.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit brièvement les réseaux optiques. Nous avons présenté sommairement les principes de base de la propagation de la lumière dans une fibre optique. Enfin, nous avons évoqué les principaux effets limitant le débit de transmission numérique optique. Parmi ces effets, on trouve la dispersion chromatique et surtout la dispersion de mode de polarisation. Ces deux phénomènes seront étudiés dans les deux prochains chapitres.

Références bibliographiques

- [1] R. Ramaswami, K. N. Sivarajan, Optical networks: practical perspective, second edition.
- [2] Zeno Toffano, composants photoniques et fibres optiques, *Ellipse Edition Marketing* 2001.
- [3] Paul Vaugel, Technology for next generation core and metro networks, *Telscom version1*, octobre 31th 2002.
- [4] Steven Gabarró, Maurice Khauv, Multiplexage en longueurs d'onde denses, *EPITA, MMA* 2002, pp 1-14.
- [5] <http://www.altivis.fr/-Les-projets-haut-debit-et-reseaux-.html>
- [6] N. M. SAAD, 'Contribution à l'étude de l'application de la technique CDMA aux systèmes de transmission optique, *thèse en télécommunications des hautes fréquences et optiques*, université de Limoges, 2005.
- [7] S. Song, W. Laurier, An overview of DWDM networks *IEEE Canadian Review- Spring / Printemps* 2001, pp 15-18.
- [8] W. Laurier, Le DWDM et les réseaux à intégration de l'avenir, *IEEE Canadian Review - Summer / Été* 1999, pp 1-4.
- [9] Les Fibres optiques, *Dossier technique*, Thème d'autonomie 1999.
- [10] E. Wu, Measuring chromatic dispersion of single-mode optical fibres using white light interferometry, *A thesis submitted in fulfilment of the requirements for the degree of Master of Science in Physics*, The University of Auckland, 2006.
- [11] F. Baribeau, Guide d'onde effilé comme compensateur de dispersion chromatique dans les systèmes de communications multi- longueurs d'onde' mémoire présenté à la faculté des études supérieures de l'université Laval pour l'obtention du grade de maître des sciences (M.Sc.), Avril, 2001.
- [12] M. Zafrullah, Polarization mode dispersion: it's measurement and impact on soliton transmission characteristics, *thesis*, university of engineering and technology, Taxila, Pakistan, January 2006.
- [13] P. A. Bélanger, Les fibres optiques : Supplément d'électromagnétisme appliqué, Université Laval, Canada.
- [14] R. Zaouk, Literature Review and Preliminary Study on Feasibility of a MEMS Polarization Mode Dispersion Compensator, *thesis*, University of California, Irvine, 2002.
- [15] P. Johannisson, Nonlinear intrachannel distortion in high-speed optical transmission systems, *Thesis for the degree of Doctor of Philosophy*, Department of Radio and Space Science Chalmers University of Technology Göteborg, Sweden, 2006.
- [16] S. K. Kim, Jaehoon Lee, and Jichai Jeong, Transmission performance of 10-Gb/s optical duobinary transmission systems considering adjustable chirp of nonideal LiNbO₃ Mach-Zehnder modulators due to applied voltage ratio and filter bandwidth, *J. Lightwave. Technol.*, 19 (2001) 465-470.
- [17] P. Dupont, Mesures sur fibres optiques, R 1 177 1-22.
- [18] U. OSTERBERG, Signal Processing in Optical Fibers *MSRI Publications*, 46 (2003) 301-316.
- [19] P. S. André, A. N. Pinto, J. L. Pinto, Effect of temperature on the single modes fibers chromatic dispersion, *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, 3 (2004) 64-70.
- [20] Aide du logiciel COMSIS.
- [21] H. Hamano George Ishikawa Katsuya Yamashita, High-Speed Optical Transmission systems, *FUJITSU Sci. Tech. J.*, 35 (1999).91-99.

- [22] R. Desalvo, A. G. Wilson et al. Advanced components and sub-system solutions for 40 Gb/s transmission, *lightwave technology journal* 20(2002) 2154-2181.
- [23] Web Page: www.forceinc.com, The effects of fibre nonlinearities on high speed fibre optic data transmission, a brave new world of complexity.
- [24] B. Huttner, C. Geiser, and N. Gisin, Polarization-induced distortions in optical fiber networks with polarization-mode dispersion and polarization-dependent losses, Invited Paper, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6 (2000) 317-329.
- [25] N. Gisin, PMD & PDL, *J. Opt. Fiber Commun. Rep.* 1(2004) 1–13.
- [26] A. Eli Willner, S. M. Reza Motaghian Nezam, Lianshan Yan, Zhongqi Pan and Michelle C. Hauer, Monitoring and control of polarization-related impairments in optical fiber systems, *J. Lightwave. Technol.*, 22 (2004) 106- 125.
- [27] N. Grossard, Etude théorique et expérimentale d'un convertisseur de polarisation intégré sur semiconducteur de type III-V, *thèse*, L'U.F.R des sciences et techniques de l'université de Franche-Comté, 15 mai 2001.
- [28] H. Sunnerud, M. Karlsson, C. Xie and P. A. Andrekson, Polarization-mode dispersion in high-speed fiber-optic transmission systems, *J. Lightwave. Technol.*, 20 (2002) 2204-2219.
- [29] L. E. Nelson and R. M. Jopson, Introduction to polarization mode dispersion in optical systems, *J. Opt. Fiber. Commun. Rep.* 1(2004) 312–344.
- [30] C. W. Leong, Digital fibre-optic link, *thesis in electrical engineering*, The School of Information And Technology and Electrical Engineering, University of Queensland, 29th Oct. 2003.

Chapitre 2 :

Effet de la dispersion chromatique dans les liaisons numériques optiques à haut débit

Introduction

Avant de nous intéresser à l'étude de la PMD dans les fibres optiques et ses effets sur la transmission optique, nous nous sommes focalisés sur la simulation des effets de la dispersion chromatique (DC) sur les transmissions numériques à très haut débit. À noter que les problèmes liés à la DC ont été traités dans la littérature d'une manière abondante et nous n'avons pas la prétention de vouloir étudier complètement ce phénomène bien maîtrisé de nos jours. Cependant, notre objectif consiste à cerner les problèmes inhérents aux transmissions longues distances à des débits de 40 Gb/s et plus. Cette étape est considérée comme une introduction à l'étude des problèmes liés à la PMD.

En outre, dans ce chapitre, nous étudions les limitations en termes de distance de transmission – dues à la dispersion chromatique et à la dispersion de mode de polarisation – d'une liaison de transmission numérique par fibre optique à un débit égal à 40 Gb/s à l'aide du logiciel de simulation COMSIS (*Communication System Interactive Software*). Sachant que les phénomènes de dispersion des fibres optiques ne sont pas faciles à mettre en évidence expérimentalement et qu'en revanche, l'origine et les conséquences de ces phénomènes peuvent être décrites par des outils de simulations sur ordinateur.

Dans la première partie, nous rappelons les caractéristiques des différents éléments constitutifs d'une chaîne de transmission numérique optique. Dans la deuxième partie nous présenterons la liaison simulée et les résultats obtenus.

1. Description de la liaison simulée et des outils

La chaîne de transmission que nous avons simulée avec le logiciel COMSIS est schématisée sur la figure 2.1

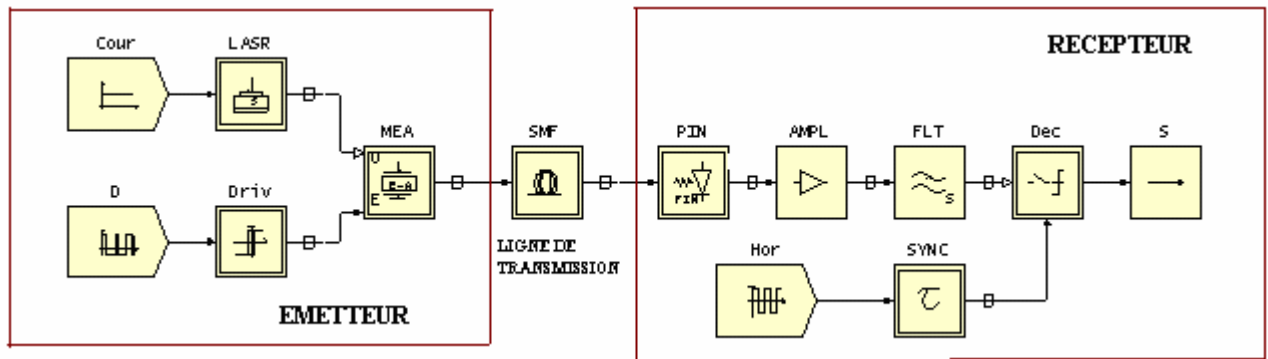


Figure 2.1 : Synoptique d'une chaîne de 40 Gb/s avec une fibre SMF

Cette chaîne est constituée des éléments suivants (de gauche à droite) :

- un laser de la bibliothèque de COMSIS nommé Laser- Système émettant à $\lambda = 1550 \text{ nm}$,
- une séquence binaire pseudo-aléatoire au format NRZ ;
- un modulateur externe de type électro-absorbant (MEA) ;
- un driver qui commande les niveaux de tension du modulateur ;
- une fibre optique standard SMF ayant une DC de 17 ps/nm/km, et une atténuation de 0,25 dB/km. Au vu de la puissance considérée dans nos simulations les effets non linéaires ont été négligés ;
- une photodiode PIN, caractérisée par sa sensibilité et son courant d'obscurité ;
- un amplificateur électrique, permettant de multiplier le signal d'entrée par une constante ;
- un filtre passe-bas, défini selon une approximation de Bessel, d'ordre 5, et de fréquence de coupure 0,8 fois le débit ;
- un régénérateur qui fait apparaître une sortie constituée du signal binaire régénéré, une première entrée destinée au signal issu du filtre et une seconde entrée à un signal d'horloge synchronisée à la fréquence rythme du signal.

Dans la suite, nous allons décrire les principales caractéristiques de ces éléments.

2. Caractéristiques et principes de fonctionnement

2.1. La partie émission

Son rôle consiste à délivrer à la fibre optique un signal sur lequel sont inscrites les données. Elle comprend notamment une source lumineuse (généralement un laser) et un système de modulation.

2.1.1. La source optique

Depuis le début des télécommunications par fibre optique, le choix des sources optiques s'est porté sur les émetteurs à semi-conducteur à cause de leurs petites dimensions par rapport à celles du cœur des fibres optiques, de la relative facilité à moduler directement la lumière émise en agissant sur le courant, de leur spectre optique relativement étroit et de leur faible consommation énergétique.

Dans le domaine des télécommunications optiques, deux types de sources lumineuses sont couramment utilisées : les diodes électroluminescentes (DEL) et les diodes lasers. Nous allons rappeler dans la suite de ce paragraphe les principales caractéristiques de ces sources.

2.1.1.1. Diodes électroluminescentes (LED, Light Emission Diode)

Une LED est une jonction PN polarisée en direct. Les électrons ou les trous qui constituent les porteurs majoritaires sont injectés dans le voisinage de la jonction. Leur recombinaison donne lieu à une émission de la lumière (Figure 2.2) [1]. Ces diodes sont généralement utilisées pour les applications bas débit. C'est pour ces raisons que nous ne parlerons dans la suite que des diodes lasers à semi-conducteurs.

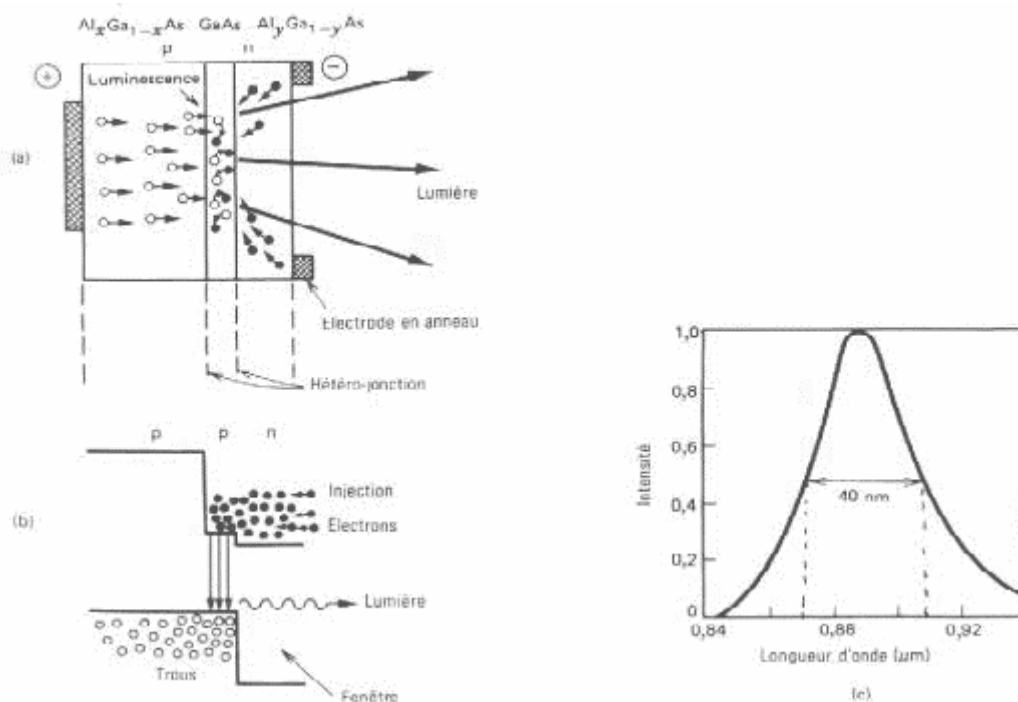


Figure 2.2 : (a) Structure de diode photo émissive ; (b) Bande d'énergie ; (c) Spectre d'électroluminescence d'une LED au GaAs.

2.1.1.2. Diodes Lasers

Les diodes lasers sont les sources les mieux adaptées pour les télécommunications optiques car elles permettent d'avoir la meilleure efficacité de couplage optique avec la fibre.

2.1.1.3. Caractéristiques d'un laser

2.1.1.3.1. Puissance

La puissance d'une diode laser dépend du courant de la jonction. La variation de la puissance lumineuse en fonction du courant permet de mettre en évidence l'existence d'un courant seuil. Lorsque le courant augmente au-dessus du seuil, l'émission stimulée apparaît : tous les porteurs injectés en supplément subissent une recombinaison stimulée [2].

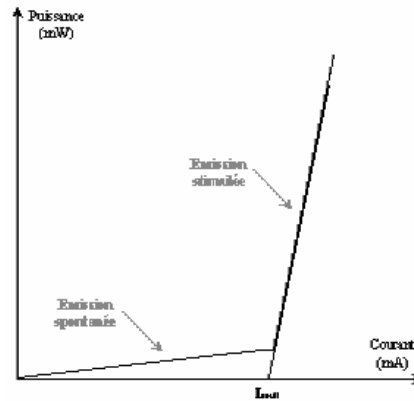


Figure 2.3 : Caractéristique Puissance-Courant d'un laser

Le courant de seuil marque la séparation entre un fonctionnement dominé par l'émission spontanée et un fonctionnement dominé par l'émission stimulée. La puissance émise par le laser se calcule alors de la façon suivante :

$$p = \eta(I - I_s) \text{ pour } I > I_s$$
$$\text{et } p = 0 \text{ pour } I < I_s \quad \text{II.1}$$

Où I est le courant injecté au laser, I_s le courant de seuil du laser et η est le rendement du laser (égal à la pente de la zone émission stimulée, Figure 2.3).

À noter qu'une augmentation de la température induit l'augmentation du courant de seuil et la diminution de l'efficacité de conversion. La température induit un deuxième effet sur les caractéristiques du composant : la longueur d'onde émise augmente d'environ $0,1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ (ce qui correspond à un décalage de la fréquence optique de l'ordre de 10 GHz pour la fenêtre à $1,5 \mu\text{m}$).

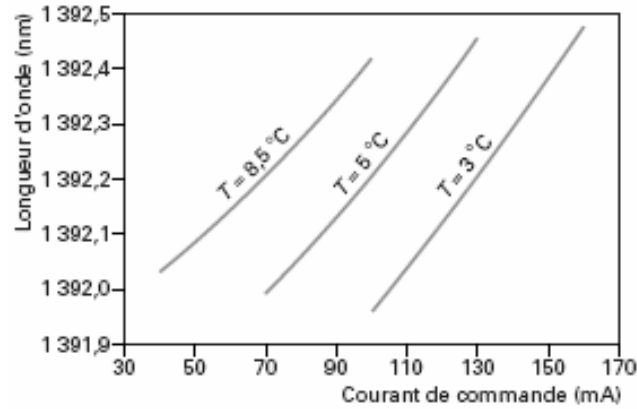


Figure 2.4 : Exemple d'évolution de la longueur d'onde émise en fonction du courant de commande et de la température

2.1.1.3.2. Le bruit des lasers

Un laser à semi-conducteur constitue un générateur de fréquences optiques particulièrement imparfait et affecté par des bruits d'amplitude et des bruits de fréquence. Ces fluctuations imposent une limite ultime aux performances de n'importe quel système optique de communications. Ce bruit est provoqué notamment par l'émission spontanée dans la diode laser [2]. Le bruit d'amplitude ou d'intensité à une certaine fréquence est caractérisé par le *RIN* (*Relative Intensity Noise*) défini par le rapport entre la densité spectrale des fluctuations de la puissance optique $\langle \Delta P \rangle$ et le carré de cette puissance P . On utilise habituellement la quantité $RIN(f)$, expression en décibels de $rin(f)$, exprimant la puissance relative dans une bande de 1 Hz en dB/Hz.

$$RIN(f) = 10 \log(rin(f)) \quad \text{II.2}$$

$$rin(f) = \frac{\langle \Delta P(f) \rangle^2}{P(f)^2} \quad \text{II.3}$$

Un laser est souvent caractérisé par une valeur de *RIN* moyenne pour une bande de fréquences donnée. Sa forme dépend également du courant de polarisation. Le maximum du bruit d'intensité se situe au seuil, indiquant le changement des propriétés de la lumière émise par le laser lorsque l'émission stimulée l'emporte sur l'émission spontanée.

La valeur du *RIN*, fonction de la fréquence, dépend, entre autres, du laser (état solide, diode,...) et de son type (DFB, Fabry Perrot). Elle est très basse (< -150 dB/Hz) dans les liaisons optiques [2]. Dans ce travail, lors de la simulation sa valeur sera de -145 dB/Hz.

Enfin, le schéma suivant résume les caractéristiques essentielles des sources lasers utilisées dans les télécommunications optiques.

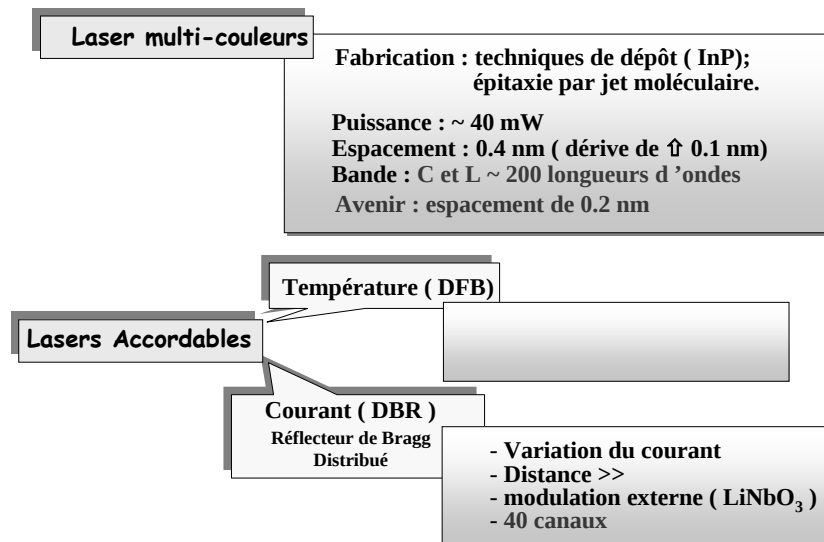


Figure 2.5 : Caractéristiques essentielles des sources laser

2.1.2. Les techniques de Modulation

Dans le cadre de ce travail, on s'intéressera uniquement à la modulation optique dans les lasers à semi-conducteurs. Il existe deux méthodes pour moduler les ondes optiques pour les télécommunications : la modulation directe (ou interne) et la modulation externe.

Dans la modulation directe, on modifie le courant dans la diode laser (DL) ou dans la diode électroluminescente (DEL), tandis que pour la modulation externe, il faut un dispositif séparé appelé modulateur externe. La modulation directe offre l'avantage d'être simple et peu coûteuse, en plus elle nécessite une tension réduite (la tension appliquée n'est que de 2 à 3 Volts) et une puissance faible. Cependant, elle présente des inconvénients liés aux oscillations de relaxation, *chirp*, bruit, ... En effet, la modulation d'intensité s'accompagne d'une modulation parasite de fréquence optique (ou de longueur d'onde) désignée sous le nom de « *chirp* ».

Dans le cas de la modulation externe, divers types de modulation sont possibles : modulation d'amplitude, de phase, de polarisation, d'impulsion ... Ce type de modulation permet d'obtenir de très grands débits. Avant de décrire la modulation, examinons quelques particularités et/ou caractéristiques des différentes modulations. Comme la sortie d'un laser à semi-conducteurs (dans notre cas laser DFB, *Distributed Feed Back*) possède une longueur d'onde qui varie dans le temps à cause de la variation dans le temps du bruit et de la température, la modulation de fréquence et la modulation de phase sont assez difficiles à expliquer à cause de la non-cohérence de la lumière laser utilisée dans la communication optique [3]. On peut, à coup sûr, utiliser en pratique les modulations d'amplitude et d'impulsion.

Dans ce travail, ce sera surtout les composants qui utilisent ces types de modulation du signal et la technique de modulation externe qui seront utilisés.

Modulation externe

La modulation externe consiste à écrire les données électriques sur un signal optique continu. Elle est obtenue en modulant directement le faisceau lumineux en sortie du laser et non plus le courant d'alimentation à l'entrée du laser [4]. Ainsi les défauts de la modulation directe qui incombent au laser ne seront plus présents dans le signal optique. La modulation externe est effectuée sur une onde pure et constante et par un composant indispensable qui est le modulateur externe. Celui-ci est commandé par une tension externe $v(t)$, modulée et représentative de l'information à transmettre. Cette tension appliquée au modulateur a pour propriété de modifier le facteur de transmission en intensité en sortie. Le signal optique continu émis par le laser alimenté par un courant constant est donc peu dégradé. En traversant le modulateur, il subit les modifications du facteur de transmission et le signal de sortie se trouve modulé selon $v(t)$. Un driver est souvent présent entre les données et le modulateur afin de fixer les niveaux de $v(t)$ et choisir les modifications du facteur de transmission.

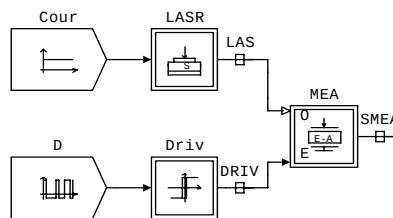


Figure 2.6 : Synoptique de la modulation externe

Il existe deux types de modulateurs externes : les modulateurs de type Mach-Zehnder et les modulateurs électro-absorbants .

2.1.2.1. Le modulateur Mach-Zehnder

Il est constitué de deux jonctions Y comme le montre la Figure 2.7. La lumière injectée à l'entrée est divisée en deux. Les deux faisceaux se recombinaient ensuite à la sortie du composant. Une tension est appliquée sur l'un des deux bras du MZ [4-5].

Par conséquent, l'indice de réfraction du matériau électro-optique est modifié par l'application d'une tension, entraînant ainsi un déphasage entre les deux faisceaux. Suivant la différence de marche (phase relative) créée, les deux faisceaux interfèrent de manière constructive (toute la puissance optique est disponible en sortie), ou destructive (aucune lumière n'est injectée dans le guide de sortie). Ce dispositif est réalisé en optique intégrée sur des substrats de niobate de lithium (LiNbO_3), de semi-conducteurs (GaAs ou InP), voire de polymères [2]. L'application d'une tension sur une électrode permet de contrôler le déphasage induit par l'effet électro-optique et de coder l'information électrique sous forme optique. L'absence de modulation de phase parasite évite ainsi tout problème de transmission lié au *chirp*.

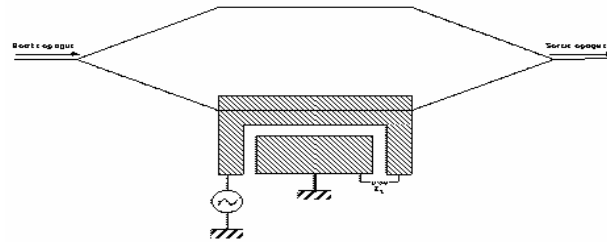


Figure 2.7 : Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder

Les pertes d'insertion du dispositif proviennent du rendement de couplage avec la fibre, des pertes de propagation des guides, en particulier dans les coudes : 4 à 6 dB est une valeur typique [2]. Les modulateurs en LiNbO_3 ont fait l'objet d'études dès les années 1980, mais leur développement a été freiné par leurs inconvénients spécifiques (sensibilité à la polarisation optique, coût actuel de 1 à 10.000 euros). C'est en 2003, que la situation évolue puisqu'ils sont retenus comme candidats pour les futures transmissions optiques longues distances à 40 Gb/s, car ils n'introduisent pas de *chirp* (élargissement de la raie émise dû à la modulation) sur la longueur d'onde du laser continu associé.

2.1.2.2. Modulateur électro-absorbant

Le principe de fonctionnement des modulateurs à électro-absorption repose sur les modifications du spectre d'absorption d'un semi-conducteur soumis à un champ électrique. Cet effet est connu sous le nom d'effet Franz-Keldysh [6] dans un matériau massif et d'effet Stark confiné dans un matériau quantique. La dérivée de l'absorption par rapport à la longueur d'onde est la plus grande au voisinage du bord d'absorption [5]. Une augmentation du champ électrique translate le bord d'absorption vers les grandes longueurs d'onde et de ce fait, augmente l'absorption de la lumière traversant le semi-conducteur (Figure 2.8).

Du point de vue structure, les modulateurs ont actuellement la même configuration géométrique qu'une diode laser. Le ruban guidant est enterré entre deux couches de confinement de type P et de type N formant une jonction polarisée en inverse. Le matériau du guide optique est choisi de telle sorte que la longueur d'onde de son bord d'absorption soit légèrement inférieure à celle du signal dont on veut moduler l'intensité. Par exemple, le guide sera en InGaAsP non dopé et les couches de confinement en Phosphore d'Indium (InP) pour moduler une onde optique à $1,55 \mu\text{m}$. À cette longueur d'onde, le guide est transparent pour une tension nulle et apporte une atténuation pour une tension négative.

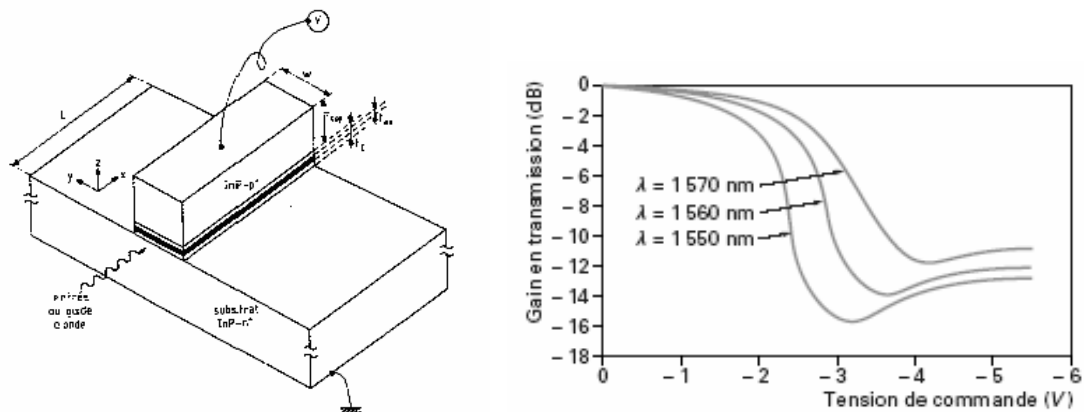


Figure 2.8 : (a) Structure d'un guide d'onde en arête contenant un matériau électro-absorbant. (b) Transmission d'un modulateur en fonction de la tension de commande, pour différentes longueurs d'ondes

Les performances dépendent du matériau utilisé (massif ou à puits quantiques). Les dispositifs dont le guide est formé de puits quantiques permettent d'obtenir une efficacité d'électro-absorption par unité de longueur plus importante et une bande passante plus élevée mais ils demandent une tension de commande plus forte et sont plus sensibles à la polarisation de la lumière que les dispositifs dont le guide est formé de matériaux massifs. Malgré la sensibilité à la polarisation, l'avantage de cette structure est de permettre d'associer sur un même substrat d'InP une diode laser DFB fonctionnant en continu et un modulateur d'intensité.

Tableau 2.1 : Récapitulatif des caractéristiques des modulateurs externes (d'après [7])

Types de Modulation Caractéristiques	Modulateur externe	
	Modulateur Mach-Zander	Modulateur électro-absorbant
Tension de commande (V)	>3	2 à 3
Puissance optique incidente (mW)	Quelques centaines	Quelques dizaines
Pertes d'insertion (dB)	4 à 6	10 à 13
Bande passante (GHz)	≥ 13	50
Taux d'extinction (dB)	20 à 40	10 à 20
Débit (Gb/s)	Elevé (≥ 5)	Elevé (≥ 5)
Coût (Keuros)	10	-
Longueur d'onde (nm)	1500	1550

La modulation externe présente de nombreux avantages. Elle est plus rapide et permet donc d'envoyer des débits plus élevés. Le bruit, le *chirp* ... ne sont pas inexistantes dans les modulateurs externes mais leurs valeurs sont nettement plus faibles que dans les lasers. Les limites de capacité de transmission sont donc repoussées vers des fréquences plus importantes. La démodulation d'une modulation de phase ou de fréquence se fait généralement au moyen d'un démodulateur différentiel qui est relativement complexe par rapport à un simple photodétecteur et assez difficile à réaliser à haut

débit. C'est pourquoi on préfère, à la modulation de phase, la modulation d'amplitude, dont le récepteur associé est plus simple.

Dans le contexte de cette étude, nous utiliserons dans nos simulations les modulateurs électro-absorbants avec la modulation d'amplitude.

2.2. Le module de transmission

Autrement dit, la fibre optique ; elle a été décrite dans le premier chapitre.

2.3. La partie réception

De même que pour les modules d'émission, les modules de réception ont connu des avancées technologiques importantes. Le rôle du récepteur est de convertir au mieux le signal optique en signal électrique (la réception est basée sur la technique de détection directe). Ce module est composé de plusieurs blocs fonctionnels. On y trouve trois parties indiquées sur la Figure 2.9. Nous détaillerons le rôle de chaque partie dans les paragraphes suivants.

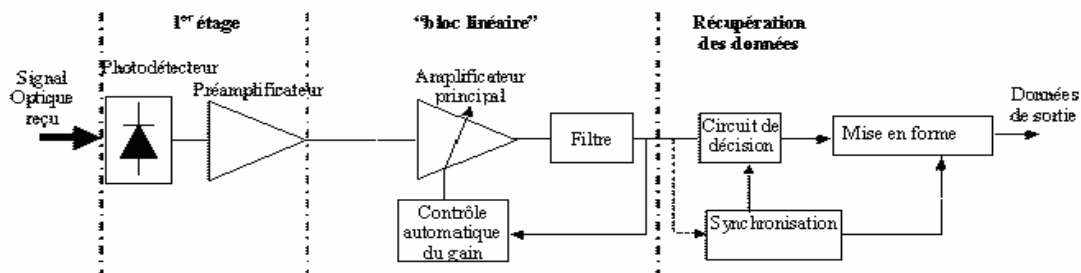


Figure 2.9 : Schéma d'un récepteur de données à détection directe

Le bloc « premier étage » est composé du photodétecteur. Il peut être accompagné d'un préamplificateur, qui a pour but de rendre le photocourant généré suffisamment fort malgré le faible signal optique reçu ou la faible sensibilité du photodétecteur. Le bloc « linéaire », est composé d'un amplificateur électrique à gain élevé et d'un filtre réducteur de bruit. Enfin le bloc « récupération des données » correspond au dernier étage du récepteur. On y trouve un circuit de décision et un circuit de récupération de rythme (circuit de synchronisation).

2.3.1. Le photodétecteur

2.3.1.1. Principe de fonctionnement de la photodétection

Les photons transmis par la fibre pénètrent dans le détecteur constitué d'un matériau semi-conducteur. Absorbés, ils peuvent provoquer le passage d'électrons d'un état de la bande de valence à un état plus élevé de la bande de conduction. Dans cette dernière, les électrons moins liés deviennent libres. Le photon a donc laissé place à une paire électron-trou. Une différence de potentiel est

appliquée afin d'empêcher les électrons de retomber dans leur état le plus stable. Sous l'effet du champ électrique, les deux catégories de porteurs sont séparées et entraînées vers des zones où ils sont majoritaires (nommées P ou N). Les porteurs ainsi générés sont alors recueillis sous forme de photocourant. Le nombre de paires électron-trou est égal au nombre de photons absorbé [1].

2.3.1.2. Caractéristiques de la photodétection

Les détecteurs développés aujourd'hui pour les télécommunications sont des photodiodes GaInAs sur substrat InP. Les premières structures développées sont de type *planar* à éclairage par la surface. Leur réponse spectrale couvre les deuxième et troisième fenêtres de transmission [7]. Un photodétecteur est caractérisé par:

- Le coefficient d'absorption α : il détermine le rendement du photodétecteur. Ce coefficient dépend du matériau utilisé et de la longueur d'onde ;
- Le rendement quantique η qui est le rapport du nombre de paires de porteurs « photocréées et collectées » au nombre de photons incidents. Il ne peut être supérieur à 1 et croît avec l'épaisseur de la zone absorbante ;
- La sensibilité S de la photodiode exprimée en Ampère par Watt (A/W) et définissant le rapport du photo courant I_{ph} au flux énergétique (ou puissance optique P_{opt}) reçu.

Ces grandeurs sont liées par les relations suivantes :

$$\eta = \frac{I_{ph} h \nu}{P_{opt} e} \quad \text{II.4}$$

$$S(\lambda) = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \eta \cdot \frac{e \cdot \lambda}{h \cdot c} \quad \text{II.5}$$

e représente la charge élémentaire de l'électron, h la constante de Planck, λ la longueur d'onde de la lumière utilisée et c la vitesse de la lumière.

Les fluctuations du photocourant autour de sa valeur moyenne constituent le bruit de grenaille qui résulte de la nature corpusculaire du photocourant. C'est un bruit blanc. Généralement, le photodétecteur est suivi d'un amplificateur électronique qui ajoute un courant de bruit thermique. Le bruit de grenaille et le bruit thermique contribuent ensemble à créer des erreurs, mais les photorécepteurs usuels sont essentiellement limités par le second, qui domine très largement le premier. Il existe deux types de photo-détecteurs couramment utilisés : les photodiodes PIN et les photodiodes à avalanche (PDA). Une comparaison entre leurs performances est présentée dans le Tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Comparaison des caractéristiques des photodiodes PIN et à avalanche (d'après [2,7])

Types de photodiode Caractéristiques	Photodiodes	
	PIN	A avalanche
Tension de commande (V)	Faible	Elevé
Fréquence de coupure (GHz)	>60	Quelque
Rendement quantique (%)	Faible	Elevé
Bande passante (GHz)	Large	Faible
Longueur d'onde (nm)	1300 et 1550	1300 et 1550

Le choix du détecteur est particulièrement déterminé par le rapport signal à bruit (S/B) qui est défini par le rapport du photocourant engendré par la puissance du signal optique sur le courant de bruit du photodétecteur plus le courant de bruit de l'amplificateur. Pour de faibles niveaux, le rapport S/B est meilleur avec une photodiode à avalanche alors que pour des niveaux plus forts, il vaut mieux utiliser une photodiode PIN.

2.3.2. Amplificateur électrique

D'une part, une ligne de transmission optique comprend un amplificateur optique qui peut être utilisé de trois manières différentes :

- comme amplificateur de puissance à l'émission (en anglo-américain booster),
- comme amplificateur en ligne;
- comme préamplificateur de réception.

D'autre part, le courant émis par la photodiode de réception, malgré la présence d'un préamplificateur, reste souvent assez faible. Il est donc nécessaire d'utiliser un amplificateur à la sortie du photorécepteur. Le gain adéquat peut être assez élevé. En effet, du fait de la détection quadratique, il faut 2 dB électriques pour compenser 1 dB optique [2].

Un amplificateur classique sera utilisé dans nos simulations.

2.3.3. Circuit de filtrage

Afin de minimiser le bruit en sortie du récepteur, il faut filtrer le signal numérique dans une bande $0 - \Delta F$ qui soit la plus petite possible, tout en ne créant pas d'ISI, c'est-à-dire telle que la réponse du filtre à un symbole s'annule à tous les instants de décision sur les symboles voisins. Selon le critère de Nyquist, on sait que le filtre passe-bas rectangulaire de largeur $\Delta F = F_r/2$ (avec F_r la fréquence rythme du signal) possède cette propriété. Cependant, ce filtre théorique n'est pas réalisable. De plus, le critère s'applique à des impulsions de Dirac, et non à des impulsions au format NRZ. On utilise donc le « filtre pratique de Nyquist » (Figure 2.9) dont la largeur de bande de bruit, dans les conditions

habituelles, vaut approximativement $\Delta F = 0.8 \times F_r$. Dans le cadre de notre travail $\Delta F = 0.8 \times 40 \text{ GHz}$ (32 GHz).

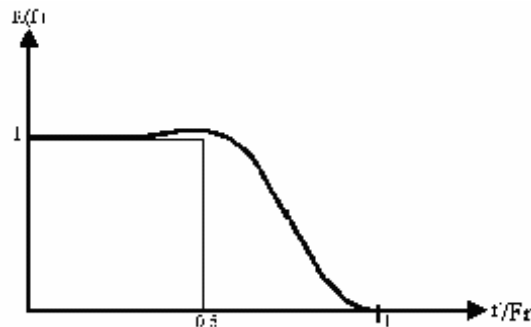


Figure 2.10 : Réponses fréquentielles du filtre théorique et du filtre pratique de Nyquist

2.3.4. Le Circuit de décision

On doit assurer au récepteur une qualité d'information parfaite. Pour cela, une remise en forme du signal détecté est réalisée grâce au bloc de décision. Ce dernier est composé d'un détecteur à seuil et d'un circuit de récupération de rythme, encore appelé circuit de synchronisation [2]. Lors d'un front montant de l'horloge, le signal reçu est comparé au seuil de décision. S'il est supérieur, alors un niveau haut sera détecté et établi, sinon, ce sera un niveau bas. L'horloge doit être synchronisée sur le signal incident. Cette récupération de rythme est effectuée grâce à une boucle à verrouillage de phase classique.

Les études bibliographiques de la fibre optique, des modules d'émission et de réception nous ont permis de connaître les principes de fonctionnement et les caractéristiques des éléments constitutifs et les phénomènes qui y sont liés. Dans la section suivante nous tirons tous les éléments de la liaison de la bibliothèque du logiciel COMSIS pour effectuer nos travaux de simulation. Nous allons décrire les paramètres des éléments du schéma de fonctionnement de l'émetteur vers le récepteur.

3. Simulations des effets de la dispersion chromatique dans les fibres standard

Dans cette partie du chapitre, nous décrirons les paramètres de simulations que nous avons utilisés et ensuite nous présenterons les résultats obtenus.

3.1. Paramètres de simulations

3.1.1. Courant du Laser :

Il assure l'alimentation du laser. Le courant qu'il délivre est spécifié par les caractéristiques du laser. Ce dernier est choisi en fonction des caractéristiques de la fibre de transmission. La puissance du

signal de sortie du laser dépend du niveau du courant de commande du laser. Pour une puissance émise de 40 mW, on trouve que le courant qui doit être injecté au laser est $I=201,74$ mA.

3.1.2. Le laser

Le modèle utilisé dans COMSIS s'appelle Laser-System, est illustré par :

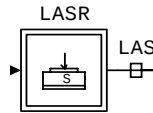


Figure 2.11 : Modèle de simulation du laser

Ce modèle permet de simuler une diode laser DFB. Il est possible de le décrire soit par ses paramètres physiques internes, soit par des grandeurs « systèmes » ou mesurables, souvent plus accessibles, notamment par les constructeurs. Ce sont ces derniers qui seront utilisées.

Tableau 2.3 : Paramètres caractéristiques du laser simulé

Paramètres système du laser		Données physiques du laser	
Longueur d'onde	1550 nm	Facteur de réflexion	0,25
Courant de seuil	25 mA	Rendement différentiel	0,6
Rendement	0,25 W/A	Facteur d'émission spontanée	2
Largeur de raie	5 MHz à 60 mA	Hauteur de la cavité	0,1 μm
Taux d'amortissement	2 GHz à 100 mA	Largeur de la cavité	5 μm
Bande à -3 dB	10 GHz à 100 mA	Longueur de la cavité	200 μm
Espacement entre mode	1 nm	Densité porteurs-transparence	5.10^{17}cm^{-3}
Chirp	100 MHz/mA	Facteur de confinement	0,1
Bruit RIN	-145dB/Hz à 100 mA	-	

Sachant que les pertes d'insertion du modulateur sont de 13 dBm, et que si l'on envoie une tension nulle au modulateur pour le niveau haut il n'y aura pas d'absorption, la puissance émise par le laser est fixée à 40 mW. Un bloc d'entrée (constante) pour simuler le courant de commande du laser sera utilisé, figure II.12.

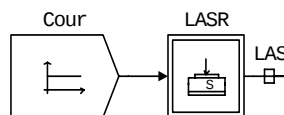


Figure 2.12 : Modèle de simulation du laser avec son courant de commande

3.1.3. Circuit de données électriques

L'opérateur du logiciel COMSIS permettant de simuler les données électriques se nomme Séquence-Binaire-Pseudoaléatoire. Il est montré sur la figure ci-dessous. Les Paramètres caractéristiques de l'entrée représentant l'information à transmettre sont donnés sur le Tableau 2.4.

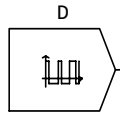


Figure 2.13 : Modèle de simulation des données NRZ pseudoaléatoires

Tableau 2.4 : Paramètres caractéristiques de l'entrée représentant l'information à transmettre

Paramètres de l'information			
Débit binaire	40 Gb/s	Longueur de registre	23

Ce modèle délivre une séquence de créneaux d'amplitude ± 1 de durée égale à l'inverse du débit. Le choix de la longueur n du registre détermine la période de la séquence, qui est égale à $2n-1$ pour les séquences de longueur maximale (dans COMSIS, n est supérieur ou égal à 2 et inférieur ou égal à 34). Même si le codage est correct, les niveaux électriques en sortie de ce bloc ne conviennent pas au modulateur utilisé. En effet, la visualisation des caractéristiques du laser qui se fait par l'outil de l'analyse statique montre que le MEA ne fonctionne pas pour une tension de +1 V et absorbe très peu pour -1 V (0,27 dB, soit une absorption légèrement supérieure à 1%). Il convient donc de modifier les valeurs hautes et basses de la séquence binaire à 40 Gb/s. C'est le rôle du driver. Le modulateur électro-absorbant est tout d'abord configuré de telle sorte que la modulation d'amplitude soit maximale, afin de bien séparer les niveaux optiques pendant la transmission. Dans un premier temps, nous utilisons un driver idéal qui fera passer le niveau bas de -1 V à -4 V, et le niveau haut de +1 V à 0 V, sans perturber l'allure du signal. Dans COMSIS, il existe un opérateur qui modifie les différents niveaux sans déformation du signal et qui jouera le rôle du driver idéal. Il s'agit du détecteur à seuils (Détection-Seuil). Les paramètres caractéristiques de cet opérateur sont présentés dans le Tableau 2.5.

Tableau 2.5 : Paramètres caractéristiques du driver de modulateur

Paramètres du détecteur à seuils			
Niveau bas de détection	-1	Niveau bas de sortie	-4
Niveau haut de détection	+1	Niveau haut de sortie	0

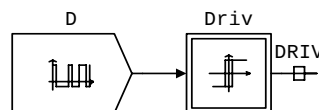


Figure 2.14 : Modèle de simulation de la séquence de données avec les niveaux corrects

3.1.4. Modulateur électro-absorbant

Le modèle de modulateur externe de type électro-absorbant disponible dans la bibliothèque de COMSIS s'appelle Modulateur Electro-Absorption. Il est représenté sur la Figure 2.15.

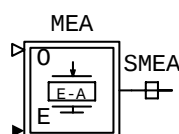


Figure 2.15 : Modèle de simulation du MEA

Tableau 2.6 : Paramètres caractéristiques du modulateur externe électro-absorbant

Paramètres du modulateur électro-absorbant			
Pertes	-13 dB	Tension de référence	4 V
Coefficient de l'exposant de la fonction d'absorption	+2	Facteur de couplage phase - amplitude	-0,5

La puissance de sortie du laser est continue, lors d'une modulation externe. Ce signal lumineux est ensuite modulé par le modulateur électro-absorbant, mais il est aussi inévitablement atténué. La puissance de sortie de l'émetteur est égale à la puissance délivrée par le laser, diminuée des pertes d'insertion du modulateur puis des pertes d'absorption :

$$P(\text{fibre})_{dBm} = P(\text{laser})_{dBm} - \text{Pertes d'insertion}_{dB} - \text{Pertes d'absorption}_{dB} \quad \text{II.6}$$

La caractéristique d'absorption du modulateur, pour les paramètres résumés dans le Tableau 2.6, tracée grâce à l'Analyse Statique sur COMSIS, est présentée sur la figure II.16.

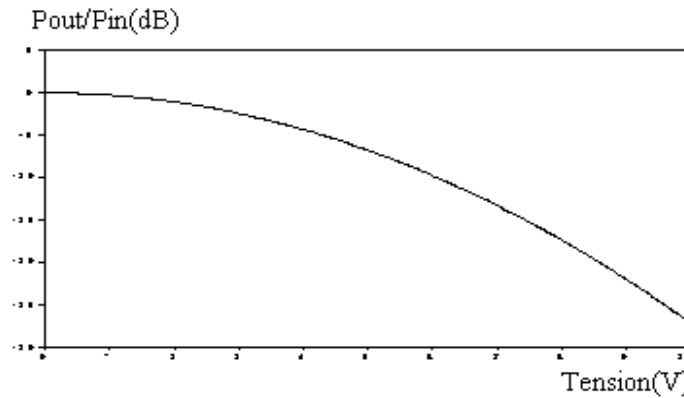


Figure 2.16 : Courbe d'absorption du modèle de MEA en fonction de la tension électrique reçue

Pour une tension nulle, le modulateur laisse passer la lumière qu'il reçoit sur son entrée optique et pour une tension négative il absorbe une proportion du signal optique.

La tension de référence (égale à -4 V dans l'exemple) signifie que le modulateur peut fonctionner dans une gamme de tension électrique comprise entre 0 et -4 V. Au-delà, le composant risque de se dégrader.

3.1.5. Fibre optique :

Pour la partie transmission de la chaîne nous insérons une fibre SMF dont les caractéristiques sont détaillées dans le Tableau 2.7.

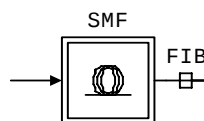


Figure 2.17 : Modèle de simulation de la partie transmission

Tableau 2.7 : Paramètres caractéristiques de la fibre de transmission SMF

Longueur (km)	L
Atténuation (dB/km)	0,25
Dispersion chromatique (ps/nm/km)	17
Effet Kerr	Oui
Effet Raman	Non
Coefficient de non linéarité (m ² /W)	2,7.10 ⁻²⁰
Aire effective de la section (μm ²)	80
Valeur du pas (Km)	1
Dispersion Modale de Polarisation	Non
Retard (ns)	4.10 ⁻³

3.1.6. La photodiode PIN :

Le modèle disponible dans COMSIS (Photodiode-Pin) est un opérateur représentant une photodiode PIN. Ses paramètres caractéristiques sont présentés dans le Tableau 2.8.

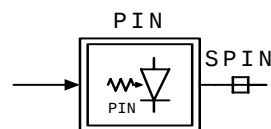


Figure 2.18 : Modèle de simulation de la photodiode PIN

Tableau 2.8 : Paramètres caractéristiques de la photodiode PIN

Paramètres de la photodiode (PIN)	
Sensibilité (A/W)	0,8
Courant d'obscurité (nA)	5

Le courant d'obscurité, I_{obs} est le courant qui circule dans la jonction PN ou PIN en l'absence d'éclairement. L'expression du courant total dans la photodiode est donnée par l'équation

$$I_{ph} = S.P_{opt} + I_{obs} \quad \text{II.7}$$

3.1.7. Amplificateur électrique :

Le modèle d'amplificateur électrique, disponible dans COMSIS, est un opérateur de gain, nommé Gain, il permet de multiplier le signal d'entrée par une constante.

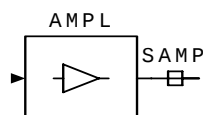


Figure 2.19 : Modèle de simulation de l'amplificateur électrique

Il faut noter que ce modèle ne prend pas en compte les contributions au bruit de l'amplificateur. Ainsi, le signal de sortie est de qualité identique au signal entrant. La valeur du gain est un paramètre

formel. Pour notre simulation, il sera fixé pour avoir un diagramme de l'œil normalisé autour du seuil avant l'opérateur de décision.

3.1.8. Filtre :

Le modèle disponible dans COMSIS est nommé Filtre Passe-Bas Continu.

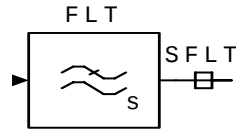


Figure 2.20 : Modèle de simulation du filtre de réception

Synthèse du filtre : la synthèse d'un filtre consiste à rechercher une fonction de transfert telle que les spécifications de gabarit soient satisfaites. Les paramètres du filtre utilisés dans nos simulations sont les suivants :

- une fréquence d'échantillonnage (uniquement dans le cas d'un filtre numérique) de $2\Delta F = 80$ GHz, où ΔF désigne la largeur de spectre du signal et est égale à 40 GHz.
- un filtre Passe-bas de type Bessel d'ordre 5 [13],
- une fréquence de coupure de 0.8.Débit, soit 32 GHz (pour les transmission synchrone cas des SDH);
- une atténuation maximale tolérée dans la bande passante ($A1$)= 3 dB ;
- une atténuation minimale tolérée dans la bande coupée ($A2$)= 5.91553 dB, réel strictement supérieur à $A1$ et multiple de celle-ci.

Cela correspond à la simulation d'un filtre idéal. La Figure 2.21 présente le gabarit du filtre simulé.

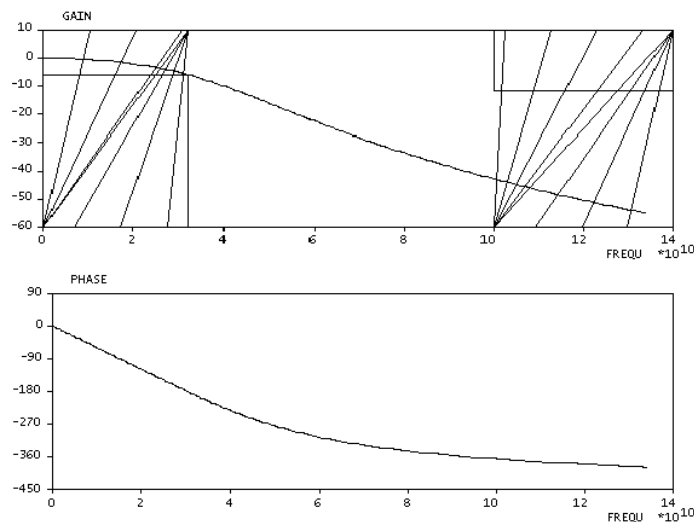


Figure 2.21 : Gabarit du filtre de réception

3.1.9. Horloge :

La fréquence de l'horloge est calculée en tenant compte du temps bit T_b (ces grandeurs sont inversement proportionnelles).

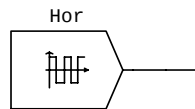


Figure 2.22 : Modèle de simulation de l'Horloge de synchronisation

3.1.10. Synchronisation ou retard :

Son modèle de simulation est présenté sur la Figure 2.23.

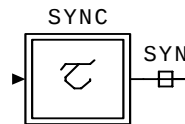


Figure 2.23 : Modèle de simulation du retard de synchronisation

3.1.11. Décision :

L'opérateur de décision disponible dans COMSIS appartient à la classe des organes de régénération.

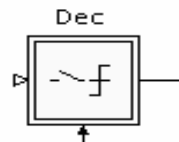


Figure 2.24 : Modèle de simulation de l'opérateur

Ce schéma de principe fait apparaître une sortie constituée du signal binaire régénéré, une première entrée destinée au signal issu du filtre et une seconde entrée à un signal d'horloge synchronisée à la fréquence rythme du signal. Pour notre simulation, le seuil de décision est fixé à 0,5. Le gain de l'amplificateur électrique a été choisi de telle sorte que le signal à l'entrée du bloc de décision soit normalisé autour de ce seuil. La décision s'effectue sur les fronts montants de l'horloge, et doit être prise au centre du bit du signal à régénérer, lieu où les interférences entre symboles sont minimales. Nous utilisons une horloge (Horloge) suivi d'un opérateur de retard (Retard-Continu) et la synchronisation est effectuée visuellement, sur le diagramme de l'œil. Le circuit de régénération est représenté dans la Figure 2.25.

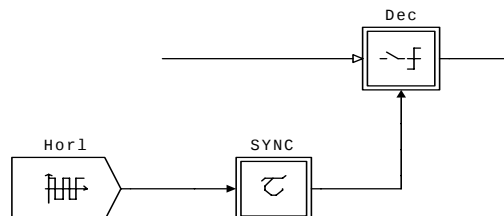


Figure 2.25 : Modèle de simulation du circuit de régénération

3.2. Résultats et discussion

Nous choisissons d'évaluer les performances du système étudié avec la commande Facteur Q (facteur de qualité). Sachant que les normes fixées dans le domaine des télécommunications

demandent, pour maintenir la qualité de transmission, un facteur Q supérieur à 6 [9, 10] ce qui correspond à un taux d'erreur binaire $BER=10^{-9}$.

Nous avons effectué nos simulations en cherchant la longueur optimale de la fibre. Cette évaluation est simulée par le diagramme de l'œil à la sortie du filtre, car la fonction OEIL n'est applicable qu'aux signaux électriques réels. Les signaux optiques étant traités par enveloppe complexe pour visualiser leur diagramme de l'œil il faudrait utiliser une fonction composée $OEIL(Puissance)$. Malheureusement, COMSIS ne fait pas de composition de fonctions.

La simulation est effectuée pour une fréquence de référence associée à la fibre de $F = 1/\lambda = 1/1500\text{ nm}$ (soit, $1.935483871 \times 10^{14}$ MHz), le pas de calcul est de $0.5 \cdot 10^{-6} \mu\text{s}$ pour un débit de 40 Gb/s. Le retard de la synchronisation est la somme du temps bits/2 + retards fibres + retard filtre. Les retards sont de $2,245 \cdot 10^{-4} \mu\text{s}$ pour la liaison non compensée et de $2,45 \cdot 10^{-4} \mu\text{s}$ pour la liaison compensée, obtenus à la sortie du filtre.

3.2.1. Résultats de simulations pour la fibre SMF non compensée

Nous avons effectué une première simulation sans compenser la DC. La liaison simulée est schématisée sur la figure II.26.

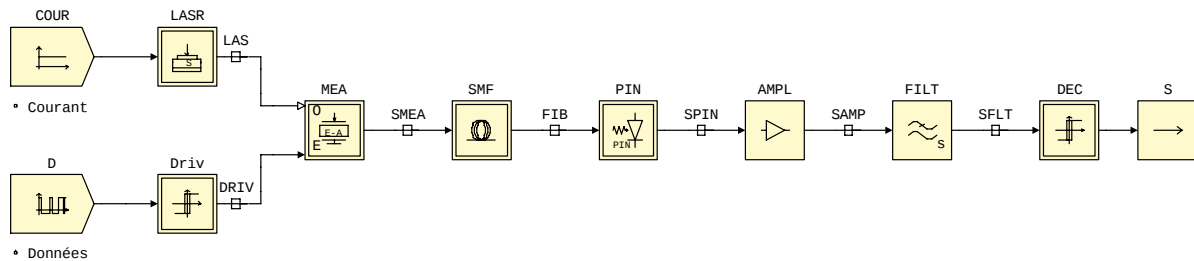
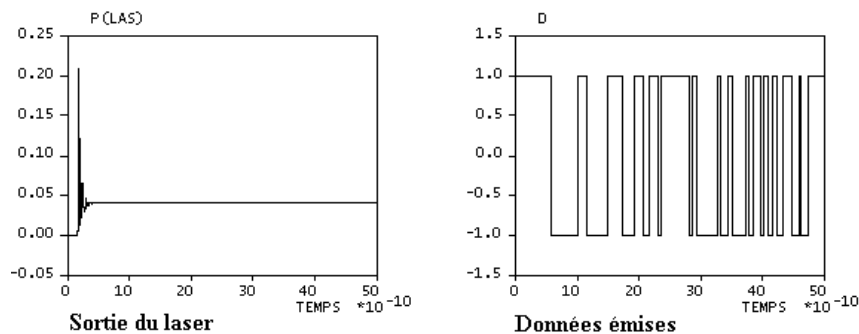


Figure 2.26 : Chaîne de transmission sans compenser la DC

Le signal à la sortie de chaque composant pour une longueur de transmission de 4 km est représenté dans la Figure 2.27.



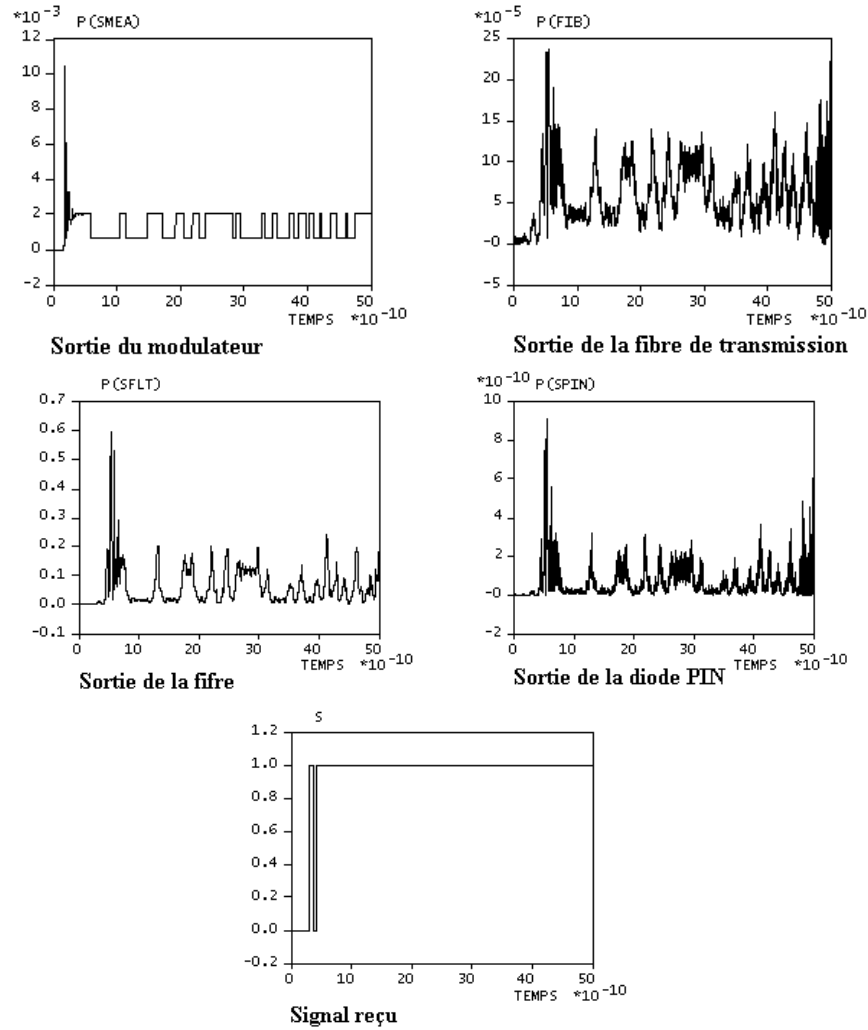


Figure 2.27 : Allure des signaux en chaque point de la liaison

Nous remarquons à partir des courbes de la Figure 2.27 que la puissance de sortie du laser est bien de 40 mW et que le filtre de réception atténue bien le bruit. Les signaux de réception ressemblent tout de même à ceux émis au niveau du filtre.

Nous avons obtenu pour 4 km de longueur de transmission un facteur de qualité $Q = 7.58$. Ensuite plusieurs simulations ont été réalisées avec les mêmes modules d'émission et de réception mais avec différentes longueurs de transmission. Nous avons constaté qu'au-delà de 4 km, le signal reçu subit une forte dégradation due à la dispersion chromatique, que nous compenserons par une fibre DCF [11,12].

3.2.2. Résultats de Simulations de la fibre SMF compensée par une DCF

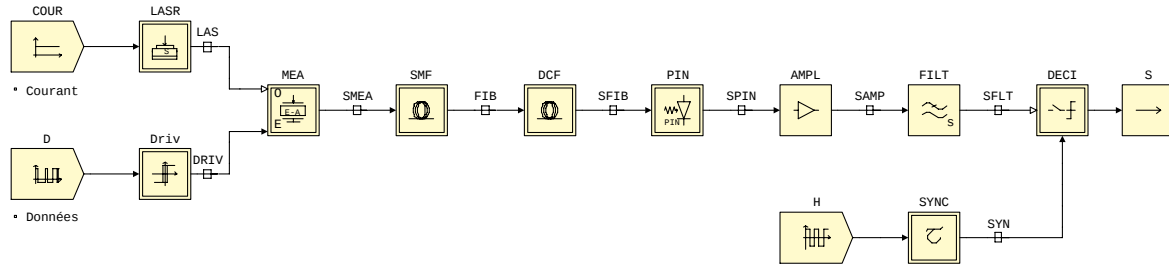


Figure 2.28 : Synoptique générale de la liaison 40 Gb/s avec la fibre de compensation

Nous décrivons ici que les éléments non décrits précédemment. Pour la partie transmission de la chaîne, nous insérons une fibre SMF suivie d'une fibre DCF. Les paramètres caractéristiques de la DCF sont présentés dans le tableau II.9.

Tableau 2.9 : Paramètres caractéristiques de la fibre DCF simulée

Longueur (km)	L2
Atténuation (dB/km)	0,6
Dispersion chromatique (ps/nm/km)	-80
Effet Kerr	Oui
Effet Raman	Non
Coefficient de non linéarité (m ² /W)	7.10 ⁻²⁰
Aire effective de la section (μm ²)	30
Dispersion Modale de Polarisation	Non
Retard (ns)	4.10 ⁻³

Pour déterminer la longueur de la DCF, une étude a été menée par GESTE avec COMSIS [8]. la dispersion cumulée doit être nulle.

$$\{Dc_1 L_1 + Dc_2 L_2 = 0 \text{ ps / nm} \quad \text{II.8}$$

Où Dc_1 et Dc_2 , L_1 et L_2 , désignent les dispersions chromatiques et les longueurs des fibres SMF et DCF, respectivement.

Nous partons de la longueur maximale atteinte lors de la précédente simulation représentant la longueur de transmission maximale à 40 Gb/s sans compensation de dispersion chromatique. Nous considérons une ligne constituée d'une SMF et d'une DCF, pour lesquelles nous faisons varier les longueurs pour observer l'impact de la dispersion chromatique.

Nous avons observé la progression du signal sur toute la chaîne de transmission pour une longueur de la fibre SMF de 53 km et 11.25 km de fibre DCF. Les résultats sont rapportés sur la Figure 2.29. Sur les représentations graphiques, on note que la fibre de compensation de dispersion DCF remet bien

les données en forme. À la sortie du filtre de réception, le signal est amplifié et bien filtré. En observant la sortie, nous voyons qu'il n'y a pas d'erreur apparente sur la transmission des données.

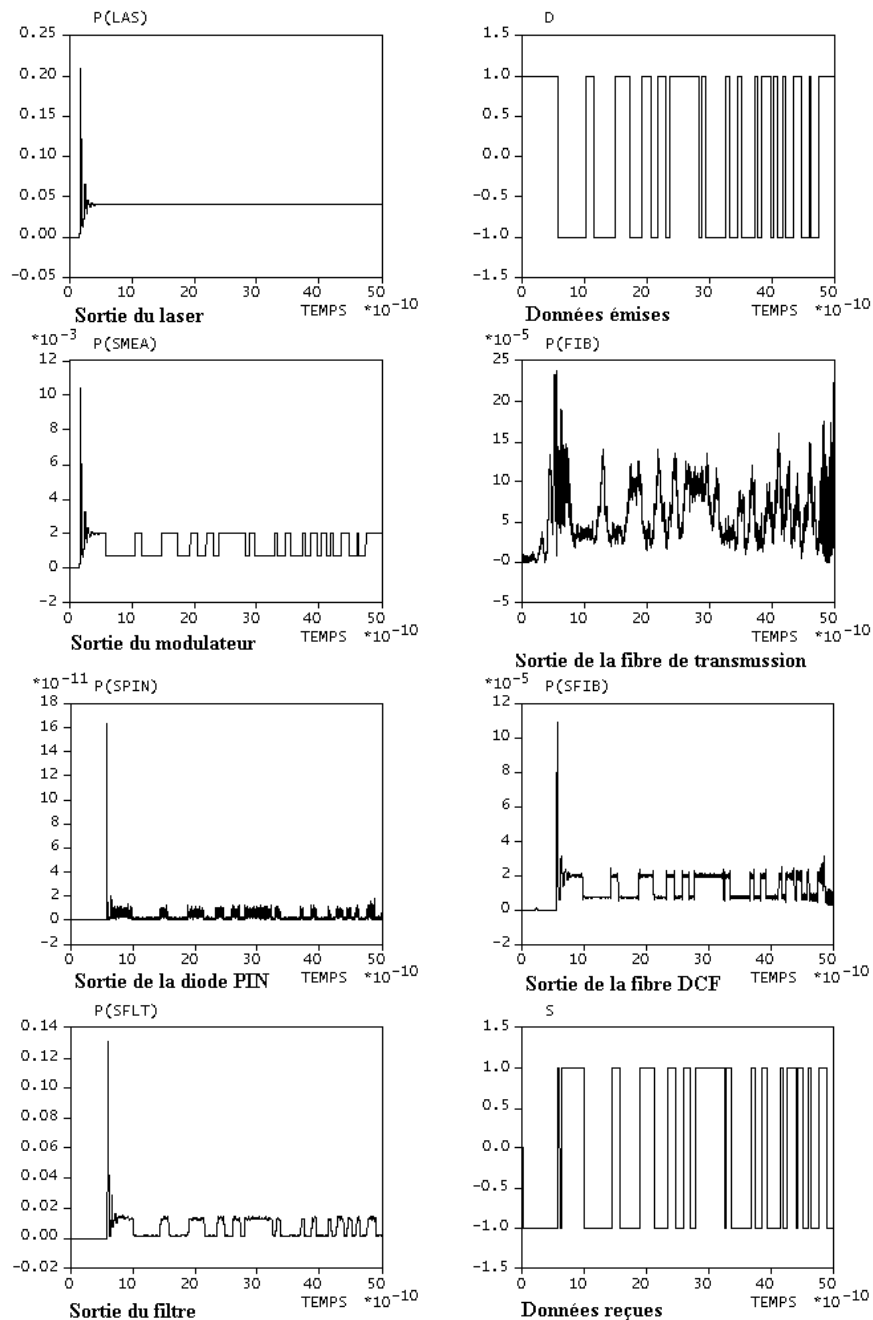


Figure 2.29 : Allure des signaux en différents points de la liaison pour 53 km de fibre SMf et 11.25 km de fibre DCF

La petite différence constatée en début de régénération est tout simplement représentative du retard de propagation et du temps de mise en action du laser.

En augmentant la distance de transmission, nous augmentons les effets de la dispersion chromatique qui entraînent une diminution du facteur Q. L'inconvénient de cette technique réside dans l'atténuation qu'impose la DCF qui est trois fois plus importante que celle de la SMF. Cela implique la

nécessité d'augmenter le gain de l'amplificateur. Après introduction de la fibre DCF dans la liaison, nous avons constaté que pour maintenir la qualité de transmission, la distance maximale est d'environ 91 km.

3.2.3. Simulation de la liaison en tenant compte de la PMD

Dans ce paragraphe, nous prenons en compte la PMD. Pour la prise en compte de ce phénomène de PMD dans la liaison simulée avec COMSIS, nous décomposerons le signal optique en deux parties représentant les deux modes de polarisation. Pour cela, nous utiliserons le bloc vectorisation-Champ qui permet d'obtenir le champ optique sous forme vectorielle et aussi de prendre en compte la polarisation. La modélisation de la fibre se fait alors en utilisant le même bloc 'Fibre-Optique-Monomode' du logiciel, mais en la sélectionnant avec deux entrées et deux sorties. Entre les deux composants est intercalé la lame biréfringente permettant de choisir la polarisation souhaitée. Le modèle de simulation est présenté sur la Figure 2.30.

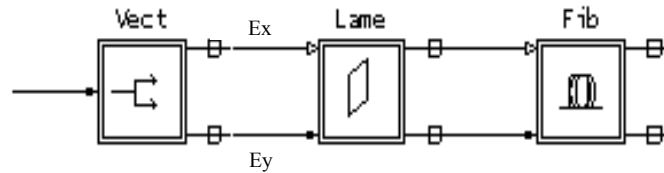


Figure 2.30 : Prise en compte de la polarisation d'un signal optique dans COMSIS

Le schéma fonctionnel de la liaison non compensée est montré sur la figure 5.21. Pour la liaison compensée, il suffit juste d'introduire une DCF avec deux entrées après la fibre SMF.

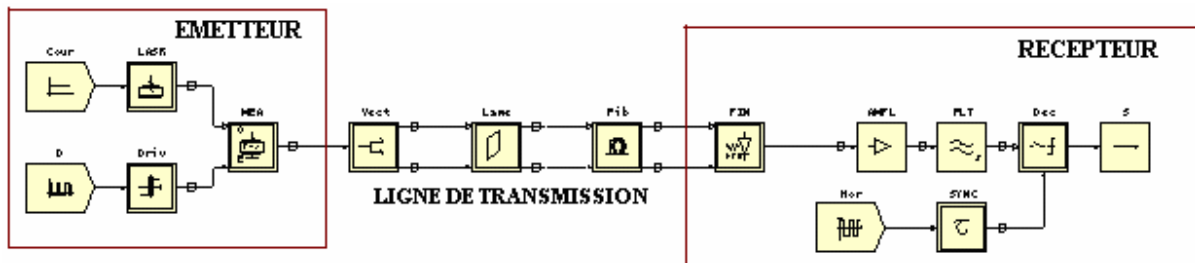


Figure 2.31 : Schéma de simulation de la PMD

Dans ce paragraphe, nous ne décrivons que les éléments qui n'existaient pas dans les simulations antérieures, notamment la lame biréfringente et la fibre de transmission. La photodiode est aussi configurée avec deux entrées et une sortie et les mêmes paramètres indiqués précédemment .

Vectorisation-Champ : ne demande pas de configuration particulière. Comme nous l'avons dit ci-dessus, il est utilisé pour avoir la forme vectorielle et la polarisation de la lumière [6].

Lame-Biréfringente : ce modèle fait partie des composants optiques passifs permettant de contrôler l'état de la polarisation d'un signal optique. Le modèle possède deux entrées et deux sorties, représentant les composantes (signaux en enveloppe complexe) des champs entrant et sortant suivant les axes principaux de propagation [6]. Ses paramètres sont montrés dans le Tableau 2.10.

Tableau 2.10 : Paramètres de la lame Biréfringente

Déphasage (degrés)	Φ
Orientation (degrés)	θ

Les valeurs de ϕ et de θ peuvent être choisis aléatoirement. Ces configurations ne sont pas exhaustives et dépendent du choix de l'utilisateur. En prenant en compte à la fois la CD et la PMD (la biréfringence linéique est de 0.05 ps/km et la longueur de couplage est de 1km), la distance de transmission maximale est restée également 91km. Par conséquent, pour cette longueur de transmission l'effet de la PMD sur la qualité de transmission peut être négligé. Enfin, nous avons réalisé une autre simulation en négligeant cette fois-ci la CD. La longueur de transmission maximale dans ce cas peut atteindre 105 km avec un facteur Q supérieur à 6. Les résultats de simulations que nous avons obtenus sont résumés dans le Tableau 2.11.

Tableau 2.11 : Récapitulatif des résultats de simulation pour un débit égal à 40 Gb/s

L_{SMF} (km)	L_{DCF} (km)	DC (ps/nm/km)	PMD Ps/(km) ^{1/2}	Facteur Q
04	0	Oui	Non	07.58
53	11.25	Compensée	Négligée	11.50
91	04.58	Compensée	Négligée	06.10
53	0	Négligée	Oui	24.3
105	0	Négligée	Oui	6.38
53	11.25	Oui	Oui	11.4
91	4.58	Oui	Oui	6.37

D'après ce tableau nous remarquons que pour maintenir la qualité de transmission d'un débit de 40 Gb/s, la longueur de la fibre ne doit pas dépasser 91 km et que l'effet de la PMD quand la CD est compensée peut être négligé à des distances de transmission inférieure à 105 km.

Le passage de 2.5 Gb/s à 10 et puis 40 Gb/s exige que plusieurs conditions ou paramètres additionnels soient réunis. Par exemple, les liaisons de 2,5 Gb/s emploient un code correcteur d'erreurs simple (Reed-Solomon) dont le gain de codage est de 6 dB. Le passage à 10 Gb/s a nécessité l'introduction d'un code plus performant, constitué de la concaténation de deux codes Reed-Solomon et dont le gain de codage équivaut à 8 dB. Actuellement, de nouveaux types de codes sont à l'étude, le but de ces codes est d'atteindre un gain de codage de 10 dB.

Conclusion

La conception de nouveaux systèmes, toujours plus performants, est un problème de plus en plus complexe, tant le nombre de paramètres influents sur les performances d'une liaison est important.

Aussi, les outils de simulation sont de plus en plus utilisés. Ils permettent des gains de temps et d'argent en évitant les expérimentations itératives sur des démonstrateurs de systèmes. L'objectif principal de ce chapitre était de montrer l'utilité d'un logiciel de simulation système appelé COMSIS et son aide non négligeable à la conception des systèmes hauts débits. Les résultats obtenus ont permis de valider les choix des techniques et des composants utilisés pour développer une liaison à 40 Gb/s sur fibre optique. La méthodologie employée consiste à modifier les longueurs de la fibre et les modèles nécessaires à la simulation système, tout en essayant de maintenir les performances globales de liaison.

Nous avons analysé les effets de la DC et de la PMD sur la longueur de transmission dans une chaîne de transmission numérique optique simple à 40 Gb/s à l'aide des simulations sur COMSIS. L'augmentation du débit sur les lignes de transmission a fait de la dispersion chromatique un problème majeur. De multiples techniques, optiques et électroniques, ont vu le jour ces quinze dernières années pour résoudre ce problème. Étant donné que les solutions électroniques sont généralement plus fiables, mais également complexes à mettre en œuvre et chers par rapport aux solutions optiques, le choix de la fibre optiques de compensation a été justifié. Nous avons montré aussi que la fibre de compensation de la dispersion chromatique est limitée en terme de compensation de dispersion chromatique à cause de sa forte atténuation par rapport à la fibre de transmission

Enfin, nos résultats montrent que pour des distances de transmission longues, l'effet de la PMD doit être prise en compte. Cet effet fera l'objet du troisième chapitre.

Références bibliographiques

- [1] N. Bouhlef, A. Issoumou, Transmission sur fibre optique- conversion optoélectronique et electro- optique, <http://nobo728x.free.fr/I>.
- [2] J. L. Verneuil, Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gb/s, *thèse* à l'université de Limoges, 2003.
- [3] Y. Suematsu & K. Iga, Transmission sur fibre optique : technologie générale, *Masson* Paris édition 1984.
- [4] J. M. Hutchinson et al. Optoelectronic wavelength conversion for high-speed optical networks, *Intel technology journal* 8(2004) 161-171.
- [5] R. Desalvo, A. G. Wilson et al. Advanced components and sub-system solutions for 40 Gb/s transmission, *Lightwave technology journal* 20(2002) 2154-2181.
- [6] Aide du logiciel COMSIS.
- [7] B. Cabon, C. Jean, et D. Daniel, Optoélectronique hyperfréquence : composants, techniques de l'ingénieur, *traité électronique*.
- [8] projet Geste et COMSIS.
- [9] E. Cassan, Une introduction aux télécommunications optiques pour la simulation de systèmes simple, *J3eA-BibSciences.org*, 2(2003) 1-29.
- [10] Prerequisite training, tutorial Novembre 15, 2002.
- [11] F. Audet, Telecommunications test and measurement: Dispersion compensating fibre, www.exfo.com.
- [12] T. Narito, T. Terahara, N. Shimijoh, T. Yorita, T. Chikama and M. Suyama, Pre-and post-dispersion compensation in long-haul WDM transmission system, *Ieice Trans. Commun*, E83-B (2000) 1409-1416.
- [13] D. Marcuse, L. Fellow and C. R. Menyuk, Simulation of single-channel optical systems at 100 Gb/s, *Lightwave technology journal* 17 (1999) 564-569.

Chapitre 3 :

Etude des effets de la dispersion de mode de polarisation dans les fibres SMF : influence de la température

Introduction

Dans une fibre optique SMF la dispersion intermodale n'existe pas, et la dispersion chromatique comme on a pu le constater dans le chapitre précédent, est un problème bien maîtrisé. Par contre, la PMD est identifiée comme le problème majeur qui limite l'exploitation de cette énorme bande passante de la fibre optique. Pour faire face aux limitations induites par la PMD, plusieurs stratégies et systèmes ont été conçus, soit dans le domaine optique ou dans le domaine électrique. Malheureusement, ces systèmes présentent un comportement instable une fois installés sur le terrain. Plusieurs auteurs ont attribué cette instabilité à la fluctuation de la PMD induite par la variation de la température [1]. Cependant, ce problème est loin d'être résolu. Pour cette raison nous nous sommes concentrés sur l'étude de l'effet de la température sur la PMD. En effet, avant que la PMD soit réduite ou compensée, il faut qu'elle soit bien maîtrisée et comprise.

La validité de la théorie de la PMD a été confirmée ces dernières années dans plusieurs expériences [2- 5]. Bien que cette théorie soit très utile pour déterminer les effets de la PMD dans les systèmes de communication optiques, elle n'aide pas à déterminer la cause exacte de la PMD dans une fibre ou dans un câble spécifique. Elle ne considère que la biréfringence de la fibre comme étant la cause principale de la PMD. Cependant, la biréfringence peut être de n'importe quelle forme et elle peut également dépendre de plusieurs facteurs. En fait, elle dépend particulièrement de la température à travers l'indice de réfraction du matériau.

Jusqu'à maintenant la variation de l'indice de réfraction avec la température a été considérée par P. S. André et al. [6-7] dans le but d'étudier l'effet de la température sur la dispersion chromatique et la pente de dispersion dans les fibres optiques monomodes. Ils ont montré que le modèle de Ghosh et al. [8] qui décrit la variation de l'indice de réfraction de la silice en fonction de la température peut être utilisé pour décrire la variation de la pente de dispersion chromatique en fonction de la température dans l'intervalle [-40 °C- 60 °C]. Par des simulations numériques, ils ont vérifié que le changement de la dispersion chromatique et de la pente de dispersion dû au changement de la

température est dominé par la variation de dispersion du matériau qui est liée elle-même à la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la température. Leurs simulations ont montré que la température de la fibre a une grande contribution dans les performances des systèmes à 40 Gb/s. Par conséquent, son effet ne peut pas être ignoré dans la conception des compensateurs de dispersion.

Dans cette optique, nous appliquons la même approche pour étudier l'influence de la température sur la PMD dans une fibre SMF. Nous nous intéressons à l'étude des effets de la température sur la PMD dans une fibre SMF (ITU-G.652) en prenant en compte l'ellipticité du cœur de la fibre. Nous ne considérons que la PMD au 1^{er} ordre. La variation de la PMD en fonction de la température est étudiée à travers l'évolution de la biréfringence avec la fréquence normalisée de la fibre V .

Après des rappels sur la théorie de la polarisation de la lumière et la modélisation mathématique de la PMD, nous présenterons le modèle que nous avons utilisé dans nos simulations et la théorie de la biréfringence dans la fibre SMF. Après quoi, les résultats seront présentés et discutés.

1. Théorie et modélisation de la PMD dans une fibre SMF

1.1. Polarisation de la lumière

La polarisation de la lumière est liée au caractère vectoriel du champ électromagnétique associé à l'onde lumineuse se propageant dans une direction z . On définit un état de polarisation selon l'extrémité du champ électrique $\vec{E}(z, t)$. On dit que la polarisation est linéaire si les deux composantes transverses de $\vec{E}$ sont en phase ou en opposition de phase et si l'extrémité du vecteur $\vec{E}(z, t)$ parcourt une droite dans le plan perpendiculaire à z ; elle est circulaire si les deux composantes transverses de $\vec{E}$ sont en quadrature de phase et ont la même amplitude et si l'extrémité du vecteur $\vec{E}(z, t)$ décrit un cercle dans le plan perpendiculaire à z . Enfin, la polarisation est dite elliptique (c'est le cas le plus général) si le déphasage entre les deux composantes transverse de $\vec{E}$ est quelconque et l'extrémité de $\vec{E}$ décrit une ellipse dans le plan perpendiculaire à z . La polarisation de la lumière est représentée par deux formalismes : le formalisme de Jones et le formalisme de Stokes.

1.1.1. Formalisme de Jones

Dans le formalisme de Jones chaque état de polarisation est décrit par un vecteur de deux éléments complexes qui représentent les deux amplitudes transversales du champ électrique. Supposons une onde plane de pulsation ω et d'amplitude E_0 ; la projection du champ électrique suivant deux directions X et Y orthogonales à la direction de propagation Z est caractérisée par un angle ψ de

rapport des amplitudes et un déphasage φ_0 des composantes. Le vecteur de Jones de la lumière s'écrit [9]:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_0 \sin \psi e^{j\omega t + \varphi + \varphi_0} \\ E_0 \cos \psi e^{j\omega t + \varphi} \end{bmatrix} \quad \text{III.1}$$

Il s'agit là de la représentation paramétrique bien connue des ellipses (Figure 3.1) : l'extrémité du vecteur champ électrique d'une onde lumineuse monochromatique décrit toujours une ellipse. Dans ses formes extrêmes, cette ellipse peut être aplatie et l'onde est alors polarisée linéairement ou de projections égales déphasées du quart de la longueur d'onde lumineuse. Elle est alors circulaire. Les ellipses de lumière sont également caractérisées par l'angle α de leur grand axe et l'aplatissement λ du petit axe relativement au grand :

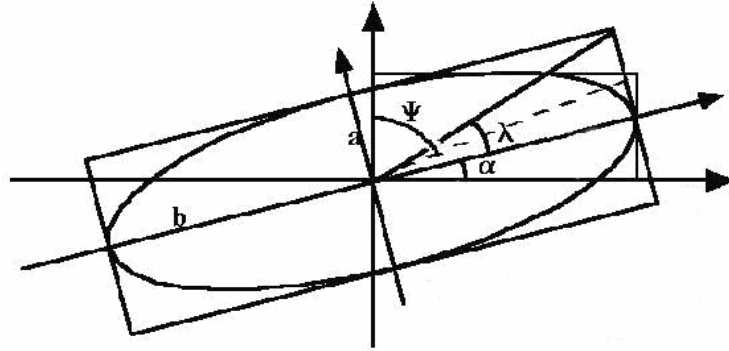


Figure 3.1 : Représentation de la polarisation elliptique de la lumière

Les angles ψ, λ, α , et Δ sont liés par les relations de trigonométrie sphérique suivantes [9] :

$$\begin{aligned} -\cos 2\psi &= \cos 2\lambda \cos 2\alpha \\ \sin 2\psi \cos \varphi_0 &= \cos 2\lambda \sin 2\alpha \\ \sin 2\psi \sin \varphi_0 &= \sin 2\lambda \end{aligned} \quad \text{III.2}$$

Selon Jones, les polarisations à l'entrée S_{in} et la à la sortie S_{out} d'une fibre de longueur L sont liées par une relation matricielle représentée par une matrice 2×2 complexe u [10] :

$$S_{out}(\omega, z) = e^{-j\varphi_0} u(\omega, z) S_{in} \quad \text{III.3}$$

$$u = \begin{pmatrix} u_1 & -u_2^* \\ u_2 & u_1^* \end{pmatrix}, \quad |u_1|^2 + |u_2|^2 = 1 \quad \text{III.4}$$

Sachant que ϕ_0 (dans l'équation III.3) est le déphasage entre les deux composantes du champ électrique, et que les quatre éléments complexes de la matrice de Jones peuvent être obtenus en intégrant les équations de couplage de mode [11].

Une fois que la matrice de Jones est obtenue, la PMD peut être aisément calculée à partir des éléments de la matrice de Jones selon la relation suivante [11]:

$$PMD = \frac{2}{L} \sqrt{\left| \frac{du_1}{d\omega} \right|^2 + \left| \frac{du_2}{d\omega} \right|^2} \quad \text{III.5}$$

1.1.2. Formalisme de Stokes

Comme seules les intensités lumineuses sont directement mesurables, il est donc préférable de ramener les mesures d'états de polarisation à des mesures d'intensités lumineuses. Les paramètres de Stokes conviennent parfaitement pour représenter les états de polarisation en énergies lumineuses. Il est donc possible de représenter tout état de polarisation à partir d'un vecteur de 4 paramètres de Stokes [9] :

$$\begin{aligned} S_0^2 &= S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \\ S_1 &= E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ S_2 &= E_{45} E_{45}^* - E_{135} E_{135}^* \\ S_3 &= j(E_y E_x^* - E_x E_y^*) \end{aligned} \quad \text{III.6}$$

S_0 représente la puissance totale, S_1 la différence entre les amplitudes des polarisations horizontale et verticale, S_2 la différence entre les amplitudes des polarisations diagonale et anti-diagonale et S_3 est la différence entre les amplitudes des polarisations circulaire gauche et circulaire droite. Toute lumière polarisée peut donc être représentée par un point dans l'espace euclidien tridimensionnel associé aux trois derniers paramètres de Stokes S_1 , S_2 et S_3 : cet espace est l'espace de Poincaré, par extension de la représentation des états de polarisation sur une sphère par Poincaré (figure suivante) :

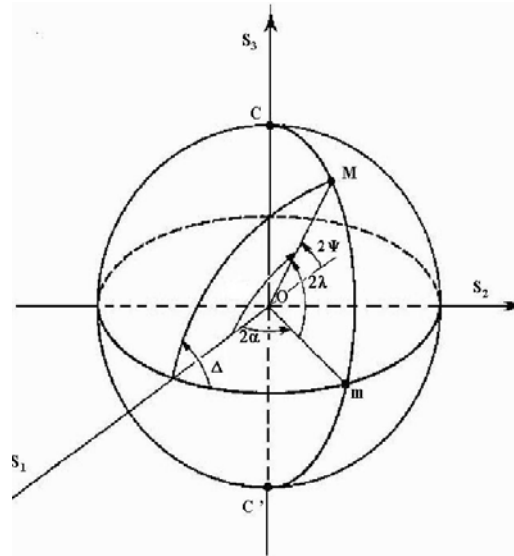


Figure 3.2 : Représentation de la polarisation de la lumière par la sphère de Poincaré

L'axe S_1 représente les composantes polarisées suivant X et Y. L'axe S_2 représente les composantes polarisées à 45° et 135° de la direction X. L'ensemble des lumières linéairement polarisées est disposé

dans le plan équatorial S_1S_2 . L'axe S_3 représente les lumières circulairement polarisées : le pôle C est la lumière circulaire gauche et le pôle C' la lumière circulaire droite. Tous les points hors du plan équatorial représentent des lumières elliptiques gauches pour l'hémisphère nord et droites pour l'hémisphère sud.

Dans le formalisme de Stokes, les matrices de Muller $R(\omega, z)$ [12], matrices 3×3 réelles décrivent l'évolution d'un état de polarisation à la traversée d'une fibre optique. Les polarisations à l'entrée S_{in} et à la sortie S_{out} sont liées par la relation matricielle suivante [12] :

$$S_{out}(\omega, z) = R(\omega, z) S_{in} \quad \text{III.7}$$

Le calcul de la PMD selon le formalisme de Stokes sera expliqué dans la section 2.5.2.

1.2. Définition et origines de la PMD

La PMD est une propriété de la fibre optique dans laquelle l'énergie du signal à une longueur d'onde donnée se décompose sur deux modes de polarisation orthogonaux possédant deux vitesses de propagation différentes. La différence entre les temps de propagation des deux modes de polarisation est appelée retard différentiel de groupe (*DGD, Differential Group Delay*). Comme la dispersion chromatique, la PMD induit un élargissement des impulsions propagées dans la fibre ainsi qu'une limitation aux performances de transmission. La cause principale de la PMD dans la fibre optique est la biréfringence (qui sera discutée dans la suite). Cette dernière est définie par la différence entre les indices de réfraction d'une paire d'états de polarisation orthogonaux. La description de la PMD dans une fibre est plutôt compliquée du fait que les deux modes de polarisation peuvent échanger de l'énergie entre eux ; ce phénomène est lié au couplage de mode aléatoire [13]. La biréfringence dans une fibre optique monomode change aléatoirement le long de sa longueur [12]. Pour comprendre la notion du couplage de mode, considérons une pulsation de lumière qui est polarisée linéairement selon l'axe rapide à l'entrée de la fibre (Figure 3.3). Lorsque l'impulsion se propage dans la fibre une partie de l'énergie va se transformer sur l'axe lent de polarisation, qui va échanger lui aussi de l'énergie avec l'état de polarisation d'origine. Pour une longueur de fibre suffisamment grande, les deux états auront la même quantité d'énergie, comme montré dans la figure suivante :

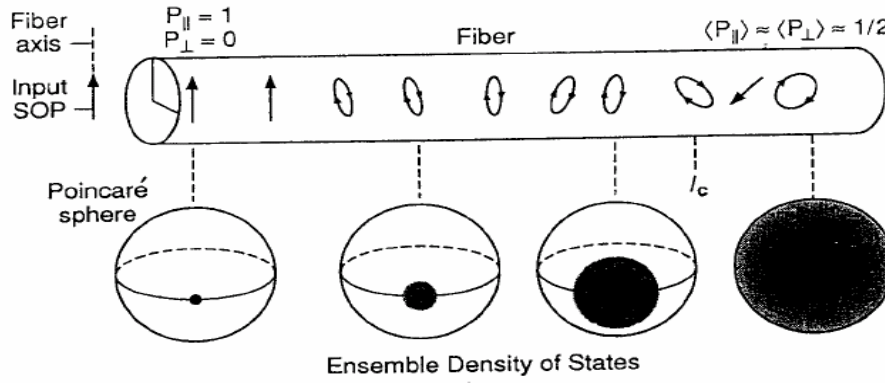


Figure 3.3 : Représentation graphique de la longueur de couplage

La longueur pour laquelle la puissance moyenne dans un mode de polarisation est de $1/e^2$ de la puissance initiale est appelée longueur de couplage ou de corrélation L_C [13]. Ce paramètre aléatoire dépend de la longueur d'onde, de la position le long de la fibre, et de la température. L_C varie de quelques dizaines de mètres à un kilomètre [13]. Les fibres télécoms possèdent une valeur typique de 100 m [14].

1.3. La PMD dans le régime courte distance ($L \ll L_C$)

Si la longueur de la fibre (L) est inférieure à la longueur de couplage L_C , la fibre est dite « courte ». Dans une fibre courte, la biréfringence peut être considérée comme uniforme et le couplage de mode n'existe pas. La biréfringence dans ce régime peut être exprimée par la différence entre les constantes de propagation des deux modes de polarisation rapide (*fast*) et lent (*slow*) selon [12] :

$$\beta_s - \beta_f = \frac{\omega n_s}{c} - \frac{\omega n_f}{c} = \frac{\omega \Delta n}{c} \quad \text{III.8}$$

ω la fréquence optique angulaire, c la vitesse de la lumière, et $\Delta n = n_s - n_f$ représente la différence entre les indices effectives des deux modes de polarisation.

Dans les fibres courtes, pour un état de polarisation donné à l'entrée, l'état de polarisation évolue d'une façon périodique lorsque la lumière se propage dans la fibre (voir par exemple la Figure 3.4). Dans le domaine fréquentiel, pour un état de polarisation à l'entrée fixe, lorsque la fréquence varie, l'état de polarisation de sortie trace un cercle sur la surface de sphère de Poincaré.

La longueur de battement L_B (*Beat Length*), $L_B = \lambda / \Delta n$, est définie comme la distance de propagation pour laquelle une différence de phase de 2π s'accumule entre les deux modes de polarisation [13]. Cela est lié au fait que la polarisation fait une rotation d'une période. La valeur typique de L_B est d'environ 10 m pour les fibres standards de télécommunication [13].

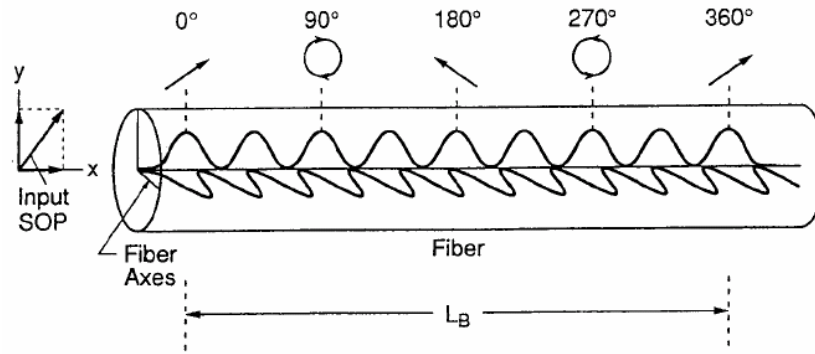


Figure 3.4 : L'évolution de la polarisation dans le régime courte distance

A cause de l'absence du couplage de modes dans les fibres de courtes distances, le DGD ($\Delta\tau$) dépend linéairement de la longueur de la fibre. $\Delta\tau$ peut être obtenu à partir de la dérivée par rapport à la fréquence de la différence entre les constantes de propagation des deux modes de polarisation par [12]:

$$\frac{\Delta\tau}{L} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{\Delta n \omega}{c} \right) = \left(\frac{\Delta n}{c} \right) - \left(\frac{\omega}{c} \right) \frac{d}{d\omega} (\Delta n) \quad \text{III.9}$$

Le retard de groupe par unité de longueur ($\Delta\tau/L$) s'appelle le coefficient de PMD. Il est exprimé en ps/km . L'effet de la PMD dans le domaine temporel dans le régime courte distance est illustré sur la Figure 3.5 où l'impulsion injectée avec la même puissance dans les deux axes biréfringents provoque à la sortie deux impulsions séparées par un DGD.

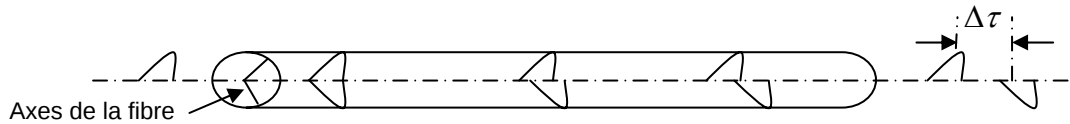


Figure 3.5 : L'effet de la PMD dans le domaine temporel dans une fibre courte

1.4. La PMD dans le régime longue distance ($L \gg L_C$)

Si la longueur de la fibre (L) est supérieure à la longueur de couplage L_C , elle est dite 'longue'. Dans les fibres longues, la biréfringence n'est plus uniforme. Cela est dû aux perturbations aléatoires et au couplage de modes discuté précédemment. La fibre dans ce régime peut être modélisée par une concaténation de petites sections biréfringentes, dans lesquelles les orientations et les modules de biréfringence changent aléatoirement comme le montre la Figure 3.6 suivante.

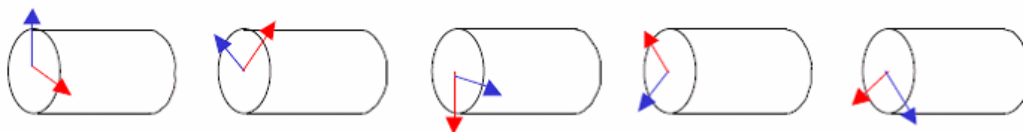


Figure 3.6 : Modélisation d'une longue fibre

La biréfringence dans chaque section de la fibre peut être rajoutée ou soustraite de la biréfringence totale. Cela fait que le DGD ne dépend pas linéairement de la longueur de la fibre. Dans ce cas le DGD devient une variable aléatoire de trois dimensions et en moyenne il augmente avec la racine carré de la distance [14].

Le couplage de modes et donc le DGD, change avec les conditions environnementales telles que le changement de la température, les vibrations et les mouvements le long de la fibre. Cela fait qu'une approche statistique doit être adoptée pour analyser la PMD dans ce régime.

Les systèmes de transmission sont généralement dans le régime longue distance et la PMD est souvent caractérisée par un coefficient de PMD en $ps/\sqrt{km}$. Les fibres fabriquées récemment ont un coefficient de PMD inférieur à $0.1 ps/\sqrt{km}$; par contre les fibres installées dans les années 80 peuvent avoir un coefficient de PMD supérieur à $0.8 ps/\sqrt{km}$ [13]. Dans le domaine fréquentiel, lorsque la longueur d'onde change, l'état de polarisation à la sortie d'une longue fibre trace un chemin irrégulier sur la sphère de Poincaré.

1.5. Les caractéristiques de la PMD

1.5.1. Le modèle des états principaux de polarisation

Le modèle des états principaux de polarisation a été développé par Poole et Wagner en 1986 [10]. Ce modèle fournit une caractérisation de PMD dans les deux domaines temporel et fréquentiel. Il suppose que le temps de cohérence de la source est plus grand que le décalage temporel induit par la PMD et que l'effet de la PDL est négligé. Selon ce modèle, dans le domaine fréquentiel, pour une longueur donnée de fibre, il existe pour n'importe quelle fréquence une paire spéciale d'états de polarisation à l'entrée, états principaux de polarisation (*PSP, Principle States of Polarization*). Un PSP est défini comme un état de polarisation à l'entrée de la fibre pour lequel l'état de polarisation de sortie correspondant est indépendant de la fréquence au premier ordre [12]. Cela veut dire qu'une impulsion optique alignée avec un PSP à l'entrée apparaîtra à la sortie avec toutes ses composantes spectrales ayant le même état de polarisation. Les PSP sont orthogonaux dans l'absence de PDL [15]. Dans les fibres courtes, les états principaux correspondent simplement aux modes de polarisation de la fibre tandis que dans les fibres de longues distances ceux-ci sont déterminés par les effets cumulés de la biréfringence sur le *span* entier. Chaque paire de PSP à l'entrée possède une paire de PSP orthogonaux correspondante à la sortie. Les PSP d'entrée et de sortie sont liés par la matrice de transmission de la fibre. Dans le cas d'une fibre longue, où le couplage de modes est significatif, les PSP se déplacent aléatoirement sur la sphère de Poincaré en fonction de la longueur d'onde et peuvent être considérés comme fixes uniquement sur des intervalles de longueur d'ondes étroits.

Dans le cas des composants optiques où le couplage de modes est absent, les PSPs sont fixes. Lorsque la longueur d'onde change, l'état de polarisation de sortie tourne régulièrement autour des axes des états principaux sur la sphère de Poincaré [16].

Temporellement, le modèle des états principaux se traduit par le fait que l'impulsion lumineuse envoyée dans n'importe quel PSP résulte en une impulsion non déformée à la sortie au premier ordre. Les PSP possèdent les temps de groupe le plus grand et le plus petit et leurs différence est le DGD [16]. Selon ce modèle, une description complète de la PMD d'une fibre particulière à un temps donné nécessite la connaissance à la fois de DGD et des PSP en fonction de la longueur d'onde.

1.5.2. Le vecteur de PMD et la PMD du 2^{ème} ordre

Dans l'espace de Stokes chaque point sur la sphère de Poincaré représente un état de polarisation spécifique. La PMD est caractérisée géométriquement par le vecteur PMD $\vec{\Omega}$, celui-ci décrit à la fois les PSP et le DGD dans la fibre optique [12]:

$$\vec{\Omega} = \Delta\tau \vec{P}_r, \quad |\vec{\Omega}| = \Delta\tau = DGD \quad \text{III.10}$$

$\vec{P}_r$ est le vecteur de Stokes associé au PSP possédant la vitesse de groupe la plus grande.

Dans le formalisme de Stokes, les matrices de Muller $R(\omega, z)$, matrices 3×3 réelles, décrivent l'évolution d'un SOP à la traversée d'une fibre optique selon l'équation III.7. En dérivant cette équation par rapport à ω on obtient:

$$\frac{d\vec{S}_{out}}{d\omega} = \vec{\Omega} \times \vec{S}_{out} \quad \text{III.11}$$

$$\vec{\Omega} \times = \frac{\partial R(\omega, z)}{\partial \omega} R^{-1}(\omega, z) \quad \text{III.12}$$

(x est le produit vectoriel usuel)

Au 1^{er} ordre, le vecteur PMD est de direction fixe et de module constant. L'équation obtenue traduit le fait qu'une variation de fréquence $\delta\omega$ du signal d'entrée conduit à une rotation uniforme de l'état de polarisation de sortie autour du vecteur PMD d'un angle $\Delta\Phi = \Delta\tau \delta\omega$ comme indiqué sur la Figure 3.7.

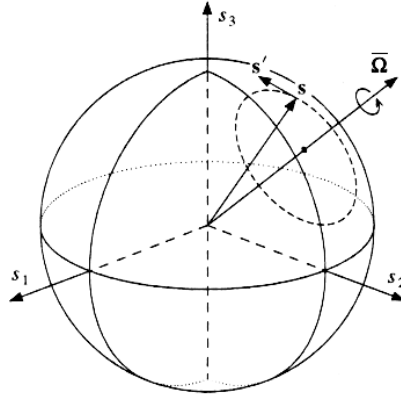


Figure 3.7 : Représentation du mouvement de l'état de polarisation de sortie sur la sphère de Poincaré selon l'équation III.11 (s et s' sont les états de polarisation à l'entrée et à la sortie respectivement)

Le vecteur PMD en un point de la fibre décrit l'ensemble des caractéristiques de la biréfringence qui sont distribuées le long de la fibre. Pour cette raison, on utilise généralement une concaténation de tronçons biréfringents ; chaque tronçon possède individuellement des caractéristiques de biréfringence constantes. En revanche, d'un tronçon à l'autre les caractéristiques de la biréfringence évoluent aléatoirement. Le vecteur $\vec{\Omega}_N$ associé à une concaténation de N tronçons est donné par [12]:

$$\vec{\Omega}_N = \Delta \vec{\tau}_N + R_N \vec{\Omega}_{N-1} \quad \text{III.13}$$

$\Delta \vec{\tau}_N$ et R_N sont le vecteur de PMD et la matrice de Mueller du $N^{\text{ième}}$ tronçon, respectivement. Le calcul de la dernière équation de récurrence, qui représente la brique de base pour étudier l'évolution de la PMD dans la fibre, permet d'obtenir l'évolution du vecteur PMD en fonction de la distance.

Les coordonnées de $\vec{\Omega}$ et les éléments de la matrice de Jones sont liés par la relation suivante :

$$\vec{\Omega} = 2 \begin{bmatrix} A \\ \text{Re } B \\ \text{Im } B \end{bmatrix},$$

$$\begin{aligned} A &= -j(u_1^* u_1' + u_2^* u_2') \\ B &= j(u_2^* u_1' - u_1^* u_2') \end{aligned} \quad \text{III.14}$$

La PMD du 2^{ième} ordre est décrite par la dérivée par rapport à la fréquence de $\vec{\Omega}$ [12]:

$$\vec{\Omega}_\omega = \Delta \tau_\omega \vec{P}_r + \Delta \tau \vec{P}_{r_\omega} \quad \text{III.14}$$

L'indice ω indique la dérivation par rapport à ω . La première composante de l'équation III.14 ($\Delta \tau_\omega \vec{P}_r$) est parallèle à $\vec{\Omega}$ tandis que la deuxième $\Delta \tau \vec{P}_{r_\omega}$ est orthogonale à $\vec{\Omega}$ puisque $\vec{P}_r \cdot \vec{P}_{r_\omega} = 0$.

Le terme $\Delta\tau \vec{P}_{r_\omega}$ décrit la dépolarisation des PSPs (une rotation des PSPs avec la fréquence) quant à $\Delta\tau_\omega$ c'est l'origine de la variation de la dispersion chromatique en fonction de la polarisation (PCD, Polarization-Dependent chromatic dispersion) qui induit un élargissement ou une compression des impulsions. Cela peut être vu comme une dépendance de la polarisation vis-à-vis de la dispersion chromatique (DL, Polarization-Dependent change in Chromatic Dispersion) de la fibre, décrit par une dispersion effective [13] :

$$DL_{eff} = DL \pm \tau_\lambda \quad \text{III.15}$$

$$\tau_\lambda = -(\pi c / \lambda^2) \Delta\tau_\omega = \frac{1}{2} \frac{d\Delta\tau}{d\lambda} \quad \text{III.16}$$

τ_λ est le PCD, et les signes plus et moins correspondent à l'alignement avec les deux PSPs.

1.6. La nature statistique de la PMD

Comme discuté dans les sections précédentes, la PMD dans une fibre varie aléatoirement avec la longueur d'onde et aussi les conditions environnementales dans lesquelles se trouve la fibre. Cela est dû au couplage de modes aléatoire et à la déformation du cœur à cause des contraintes externes sur la fibre. Le vecteur PMD peut être décomposé en trois vecteurs orthogonaux selon les axes de la sphère de Poincaré. Chaque vecteur est une variable aléatoire indépendante possédant une valeur moyenne nulle et peut être décrit statistiquement par une distribution Gaussienne [17]. Le module du vecteur PMD est le DGD donné par la racine de la somme des carrés des composantes orthogonales [17].

L'effet de la PMD dans les systèmes de télécommunication peut être obtenu à partir de la distribution du DGD ($\Delta\tau$). Dans le régime longue distance (couplage de mode aléatoire), il a été montré que $\Delta\tau$ suit une distribution Maxwellienne donnée par l'équation III.17 représentée sur la figure III.8.

$$p(\Delta\tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Delta\tau^2}{\sigma^3} e^{-\left(\frac{\Delta\tau^2}{2\sigma^2}\right)} \quad \text{III.17}$$

Pour $0 < \Delta\tau < +\infty$, et σ^2 est la variance.

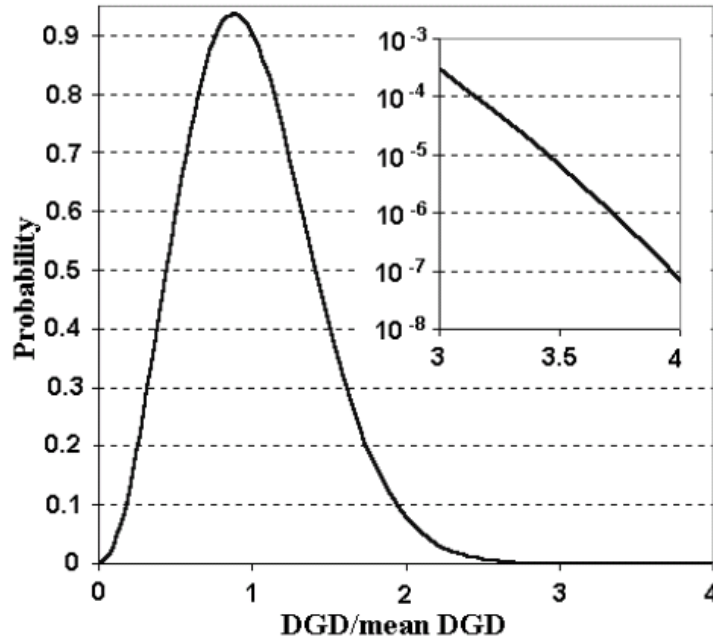


Figure 3.8 : Distribution Maxwellienne normalisée du DGD

Cela veut dire que si un changement d'environnement intervient le long de la fibre, la distribution des valeurs de $\Delta\tau$ mesurées sur un grand intervalle de longueur d'onde ou de temps à une longueur d'onde donnée sera maxwellienne [17,18]. Dans ce cas, la PMD d'une fibre est exprimée statistiquement par la moyenne du DGD

$$\langle \Delta\tau \rangle = \sigma \sqrt{8/\pi} \quad \text{III.18}$$

Ou par l'écart type (RMS, Root Mean Square) du DGD :

$$\langle \Delta\tau^2 \rangle^{1/2} = \sigma \sqrt{3} \quad \text{III.19}$$

1.7. Les effets de la PMD sur les transmissions numériques

Dans les systèmes numériques optiques, l'effet de la PMD peut être estimé en calculant la pénalité de puissance à partir de la relation suivante [19] :

$$\varepsilon \cong A \frac{\Delta\tau^2 \gamma (1 - \gamma)}{T^2} \quad \text{III.20}$$

ε est la pénalité de puissance en dB, $\Delta\tau$ est le DGD, γ est le rapport de partage de puissance entre les deux modes ($0 \leq \gamma \leq 1$) et T est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion. Le facteur A n'a pas de dimension ; il est déterminé en fonction de la forme de l'impulsion et des caractéristiques du récepteur. On peut également estimer les limitations induites par la PMD sur le débit et la distance de transmission à partir de la relation suivante [20] :

$$B^2 L \approx \frac{0.02}{(PMD)^2} \quad \text{III.21}$$

B est le débit binaire en Gb/s, L est la longueur en km, et la PMD comme on a déjà vu est en $ps/\sqrt{km}$. Cette relation a été obtenue en considérant que le retard induit par la PMD doit être inférieur à 14% du temps bit pour éviter une pénalité de puissance au minimum de 1dB pour une durée de 30 minutes par an [19]

2. Le modèle de simulation

Le modèle que nous avons utilisé dans nos simulations par le langage du logiciel MATLAB est basé sur celui de Dal Forno et al. [21]. Il modélise une fibre SMF de longueur L par une concaténation de N petits tronçons de longueurs différentes orientés d'une manière aléatoire l'un par rapport à l'autre. Chaque tronçon possède un ensemble d'axes de biréfringence fixe. Ce modèle est schématisé sur la Figure 3.9.

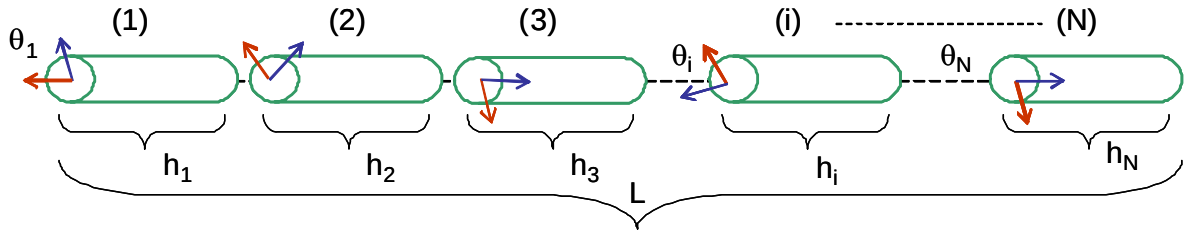


Figure 3.9 : Schéma du modèle simulé

La matrice de Jones $T(V, e)$ qui décrit une concaténation de sections de différentes longueurs d'une fibre biréfringente peut être donnée par :

$$T(V, e) = \prod_{i=1}^N R(-\theta_i) M_i(V, e) R(\theta_i) \quad \text{III.22}$$

$$T(V, e) = \prod_{i=1}^N \begin{pmatrix} \cos \theta_i & -\sin \theta_i \\ \sin \theta_i & \cos \theta_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp\left(i \frac{B h_i}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-i \frac{B h_i}{2}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_i & \sin \theta_i \\ -\sin \theta_i & \cos \theta_i \end{pmatrix} \quad \text{III.23}$$

N est le nombre de sections de la fibre, B représente la matrice de la biréfringence du $i^{\text{ème}}$ segment, θ_i l'orientation de l'axe rapide du segment i par rapport à l'axe de référence est une quantité aléatoire uniformément distribuée dans $[0, \pi]$, h_i est la longueur du segment i générée d'une distribution Gaussienne autour d'une longueur moyenne $h_m = L/N$ avec un écart-type Δh de 20 % de la longueur moyenne.

Le DGD ($\Delta\tau$) peut être calculé à partir des valeurs propres ρ_1 et ρ_2 du produit matriciel $T(V_1 + dV)T^{-1}(V_1)$, tel que $T(V_1 + dV)$ et $T(V_1)$ sont les matrices de Jones pour deux valeurs proches de la fréquence normalisée V_1 et $V_1 + dV$. Donc, le DGD est déterminé en utilisant l'expression suivante [22]:

$$\Delta\tau(V_1, e) = \left| \frac{\arg(\rho_1 / \rho_2)}{d\omega} \right| \quad \text{III.24}$$

$d\omega$ est la variation de la fréquence angulaire est donnée par :

$$d\omega = \frac{cdV}{r(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \quad \text{III.25}$$

c est la vitesse de la lumière dans le vide

Les valeurs de $\Delta\tau$ sont arrangées sous forme d'une distribution maxwellienne donnée par:

$$p(\Delta\tau) = \frac{32}{\pi^2} \frac{\Delta\tau^2}{\langle\Delta\tau\rangle^3} \exp\left(-\frac{4\Delta\tau^2}{\pi\langle\Delta\tau\rangle^2}\right) \quad \text{III.26}$$

$\langle\Delta\tau\rangle$ est la moyenne ou la valeur la plus probable du DGD. La PMD moyenne est donnée par:

$$D_{PMD} = \frac{\langle\Delta\tau\rangle}{\sqrt{L}} \quad \text{III.27}$$

À partir des relations précédentes, on constate que la PMD est directement liée à la biréfringence qui dépend des indices de réfraction du cœur et de la gaine de la fibre (comme il sera rapporté explicitement dans la section suivante). Notons que trois effets principaux sont à l'origine de la variation de la PMD en fonction de la température. Premièrement : la longueur de chaque section de la fibre augmente à cause de la dilatation thermique qui fait que le DGD entre les modes de polarisation et l'état de polarisation à la sortie de chaque section change. Cependant, cet effet est faible puisque 1 km de fibre augmente de seulement quelques centimètres lorsque la température augmente de 10 °C. Par conséquent, une forte biréfringence est nécessaire pour avoir une variation sensible de l'état de polarisation par cet effet. Deuxièmement, la biréfringence elle-même dépend linéairement de la température par l'intermédiaire de la biréfringence des contraintes internes selon l'équation III.23.

Troisièmement, la dilatation thermique de l'amortissement peut changer le couplage aléatoire de modes, surtout pour les fibres tournées avec tension dans une bobine.

Par conséquent, la connaissance de la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température est nécessaire pour évaluer la PMD aux différentes températures.

Pour cette raison, nous avons étudié l'effet de la température sur la PMD en se basant sur la biréfringence elle-même. Notons qu'il est commun dans la littérature de trouver des courbes qui montrent la variation de la PMD en fonction de la température, mais il est rare de voir une analyse directe de la biréfringence en fonction de la température.

3. La biréfringence et l'indice de réfraction en fonction de la température

Dans une fibre SMF, une onde optique d'une polarisation arbitraire peut être représentée par une superposition linéaire de deux modes de polarisation orthogonaux HE_{11} . Si la fibre est idéale, les deux modes HE_{11} possèdent les mêmes propriétés de propagation. Mais, en réalité les fibres ont une certaine dissymétrie à cause des imperfections dans le processus de fabrication ou des contraintes mécaniques sur celles-ci après la fabrication [23]. Cette dissymétrie lève la dégénérescence des deux modes orthogonaux de polarisation HE_{11} et induit l'apparition d'une biréfringence. Les origines de la biréfringence dans les fibres optiques ont été intensivement étudiées dans le passé [1]. La cause fondamentale de la biréfringence, et donc de la PMD, est la déviation de la symétrie circulaire soit du cœur ou de la gaine de la fibre. Il y a deux formes de perturbations qui causent cette biréfringence : des perturbations intrinsèques et des perturbations extrinsèques.

D'une part, la biréfringence intrinsèque est liée à la biréfringence géométrique et à celle induite par les contraintes élastiques liée à la procédure de la fabrication. La géométrie non circulaire de la fibre peut être dans la plupart des cas attribuée à la préforme. En télécommunications optiques, une déviation de 1 % de la circularité du cœur peut causer des effets perceptibles sur la qualité de transmission [24]. Une imperfection extrêmement faible de toute sorte dans le traitement du préforme peut conduire à des effets significatifs sur les performances de la fibre.

D'autre part, la biréfringence extrinsèque est créée lorsque la fibre est embobinée, câblée, ou enterrée. Cela est dû aux perturbations extrinsèques telles que les torsions, les recourbements, le changement de la température, la pression ou les mouvements de la fibre (Figure 3.10). Souvent, la variation de la température en une journée est suffisante pour déclencher des variations significatives de la PMD. Les mouvements de la fibre résultent de toutes sortes de vibrations causées par des trains, sur des câbles enterrés par exemple, ou de l'impact du vent sur une fibre aérienne.

À souligner que la plupart des travaux rapportés dans la littérature ont montré que l'ellipticité du cœur (biréfringence géométrique) et les contraintes élastiques induites lors de la fabrication de la fibre présentent les deux causes principales de la biréfringence [1].

Une approche théorique de la contribution de la biréfringence géométrique et celle des contraintes élastiques à la PMD a été présentée par Mabrouki et al. [25].

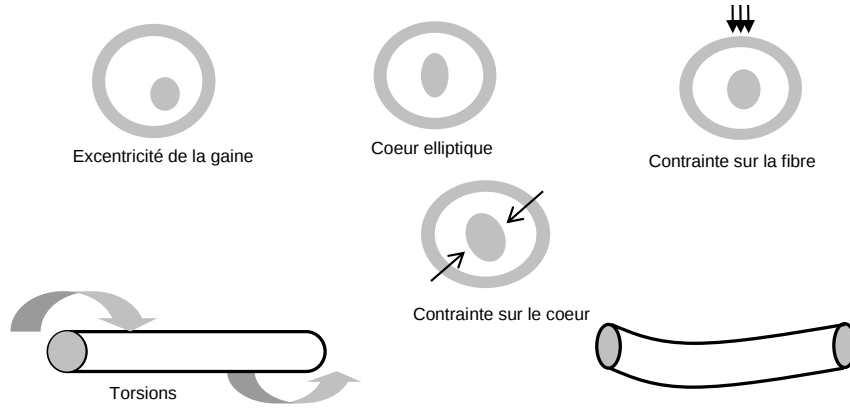


Figure 3.10 : Origines intrinsèques et extrinsèques de la biréfringence dans une fibre SMF

Nous considérons une fibre d'un cœur elliptique et une gaine circulaire, caractérisée par le paramètre V qui représente la fréquence normalisée de la fibre, et l'ellipticité e tels que :

$$V = k_0 r \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad \text{III.28}$$

$$e^2 = 1 - (b^2/a^2) \quad \text{III.29}$$

$k_0 = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde dans le vide, r est le rayon de la fibre, et $n_{\text{cœur}}$ et n_{gaine} sont les indices de réfraction du cœur et de la gaine, respectivement. a et b sont les demi-axes de l'ellipse représentant le cœur de la fibre ($b < a$). Dans ces conditions, la biréfringence géométrique est donnée par [25]:

$$B_G = \frac{e^2 (2\Delta)^{3/2}}{r} \frac{4}{V^3} \frac{(\ln V)^3}{1 + \ln V} \quad \text{III.30}$$

Δ est la différence d'indice normalisée (définie dans la section 2.1 du premier chapitre). De plus, l'utilisation de matériaux ayant des coefficients de dilatation différents au cours de la fabrication de la fibre provoque des contraintes sur le cœur. Par effet photo-élastique, il apparaît donc une biréfringence induite dans ce dernier. Cette biréfringence généralement supérieure à B_G est dite de contraintes thermiques ; elle dépend aussi de la non-circularité du cœur de la fibre. Elle peut être calculée à partir de la relation suivante [26] :

$$B_S = k_0 \left[1 - \frac{U^2}{V^2} \right] \left[\frac{1}{2} n^3 \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T}{1 - \nu^2} \frac{(a - b)}{(a + b)} (p_{11} - p_{12}) \right] \quad \text{III.31}$$

n est l'indice moyen de la fibre optique, p_{11} et p_{12} sont les composantes de la matrice photo-élastique de la gaine, ν le coefficient de Poisson, $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ est la différence entre les coefficients de dilatation thermique dans le cœur et la gaine. ΔT est la différence entre les températures de ramollissement et la température ambiante, et $U = r \sqrt{k_0^2 n_{\text{cœur}}^2 - \beta_0^2}$ tel que β_0 est la constante de

propagation d'une fibre de cœur circulaire. Par conséquent, la biréfringence totale B de la fibre est la somme des deux biréfringences:

$$B = B_G + B_S \quad \text{III.32}$$

Sachant que, B_G ne dépend pas de la température, nous ne considérerons par la suite que la variation de B_S avec la température.

D'une manière générale, l'indice de réfraction de n'importe quel matériau optique peut être interpolé par la formule de Sellmeier suivante :

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C} + \frac{D\lambda^2}{\lambda^2 - E} \quad \text{III.33}$$

λ est la longueur d'onde en μm , A , B , C , D et E sont les constants de Sellmeier

L'indice de réfraction varie en fonction de la température. Ceci revient à dire que les constantes A, B, C et D de l'expression (III.33) dépendent de la température. Des études concernant la dépendance de ces coefficients de Sellmeier vis-à-vis de la température ont été réalisées dans [27-29]. Par exemple, l'étude faite dans [27] rapporte une analyse microscopique utilisant la physique du solide sur l'origine de la dépendance des coefficients de Sellmeier de la température. Dans [29], Gosh et al. ont formulé les coefficients de Sellmeier qui dépendent de la température de trois fibres optiques en verre pour calculer les indices de réfraction à n'importe quelle longueur d'onde entre les UV et $1,7 \mu\text{m}$, et à n'importe quelle température. Dans [8], le modèle physique présenté par Ghosh et al. indique que la variation de l'indice de réfraction de la silice due à la température peut être décrite en considérant deux termes : le premier est lié à la dilatation thermique du matériau et le deuxième est lié à l'énergie de résonance électrique. Le premier terme donne une contribution négative à la variation de l'indice en fonction de la température. Quant au deuxième sa contribution est positive et elle est généralement supérieure à la précédente. Il en résulte que l'indice de réfraction à n'importe quelle température T peut être calculé en utilisant la relation suivante [8]:

$$n_T = n_R + (T - R) \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \quad \text{III.34}$$

T est la température en degré centigrade, R est la température ambiante, n_T et n_R sont les indices de réfraction à la température T et la température ambiante respectivement. $\partial n / \partial T$ est le coefficient thermo-optique du matériau calculé à partir de:

$$2 \cdot n \cdot \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) = \left(-3 \cdot \alpha \cdot (n_1^2 - 1) \right) \cdot \left(\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_g^2} \right) + \left(-\frac{2}{E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial T} \cdot (n_1^2 - 1) \right) \cdot \left(\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_g^2} \right)^2 \quad \text{III.35}$$

E_g est l'énergie de gap, λ_g est la longueur d'onde correspondant à l'énergie de gap et n_1 est l'indice de réfraction le moins dispersif. Finalement, la variation de l'indice de réfraction avec la température peut être décrite par le coefficient thermo-optique $\partial n / \partial T$. Ce coefficient contient la contribution des phonons électriques et optiques. Les effets électriques, en particulier les variations avec la température du pic de l'énergie de gap de l'absorption électrique, constituent les effets dominants.

4. Résultats et discussion

En utilisant le modèle décrit précédemment (équations III.22 à III.35), nous avons analysé l'effet de la température sur la PMD dans une fibre SMF (ITU-G.652). Les paramètres de la fibre et les simulations tirées de [26] sont résumés dans le Tableau 3.1. L'ellipticité de la fibre a été prise en compte en faisant varier e dans l'intervalle [0.1- 0.4]. Ce dernier couvre typiquement toutes les valeurs trouvées dans les liaisons déjà installées. La fréquence normalisée V a été prise entre 1 et 2,4, ce qui correspond à une fibre SMF. La température ambiante R est de 20 °C et $\Delta T = T - T_s$.

Tableau 3.1 : Constantes et paramètres utilisés dans les simulations [29]

α_1	$9.09 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
α_2	$5.6 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
ν	0.166
p_{11}	0.126
p_{12}	0.260
T_s	-1065
r	4.1 μm
Δ	0.36%
L	80 km
N	800
h_m	100 m
Δh	20 m
dV	10^{-4}
E_g	11.38 eV
$\partial E_g / \partial T$	$-1.7 \text{ e}^{-4} \text{ eV/} ^\circ\text{C}$
λ_g	109 nm
$A=1.3107237, B=0.7935797$	
$C = 1.0959659 \times 10^2, D = 0.9237144, E=100$	

Dans un premier temps, nous avons étudié la sensibilité à la température de la biréfringence thermique B_s à $\lambda=1.55\mu\text{m}$ et pour plusieurs valeurs de e . Tout d'abord, nous n'avons pas pris en compte la dépendance de l'indice de réfraction de la température. Les résultats sont montrés sur la Figure 3.11 (courbes en lignes solides).

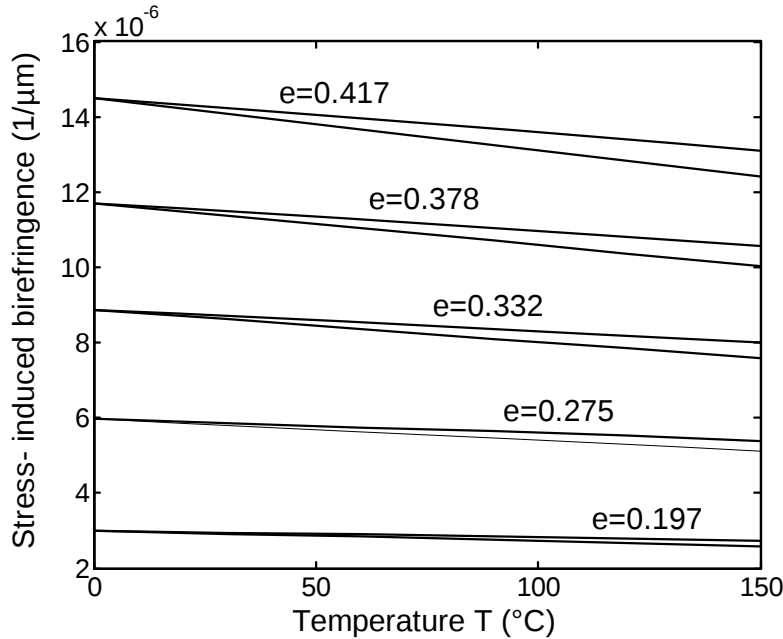


Figure 3.11 : Variation de B_s en fonction de la température pour différentes valeurs de e avec (lignes solides) et sans (lignes en pointillés) prendre en compte la dépendance de l'indice de réfraction avec la température à $\lambda=1.55\mu\text{m}$

On constate à partir des courbes obtenues que la biréfringence dépend linéairement de la température T ; ce qui est en accord avec la littérature [1]. Deuxièmement, en prenant en compte la dépendance de l'indice de réfraction de la température dans l'équation III.31, les courbes obtenues (courbes en pointillé sur la Figure 3.11) ont généralement une forme linéaire. Cependant, une analyse de ces courbes indique que la variation de la biréfringence en fonction de la température n'est plus linéaire.

Par ailleurs, comme l'indique la Figure 3.11, B_s est plus importante dans le cas où la dépendance de l'indice de réfraction de la température T est prise en compte. Cela a souvent été négligé dans la littérature.

La Figure 3.12 montre la variation de B_s en fonction de V pour plusieurs valeurs de la température et pour $e = 0.197$. Dans ce cas la dépendance de l'indice de réfraction de T a été prise en compte.

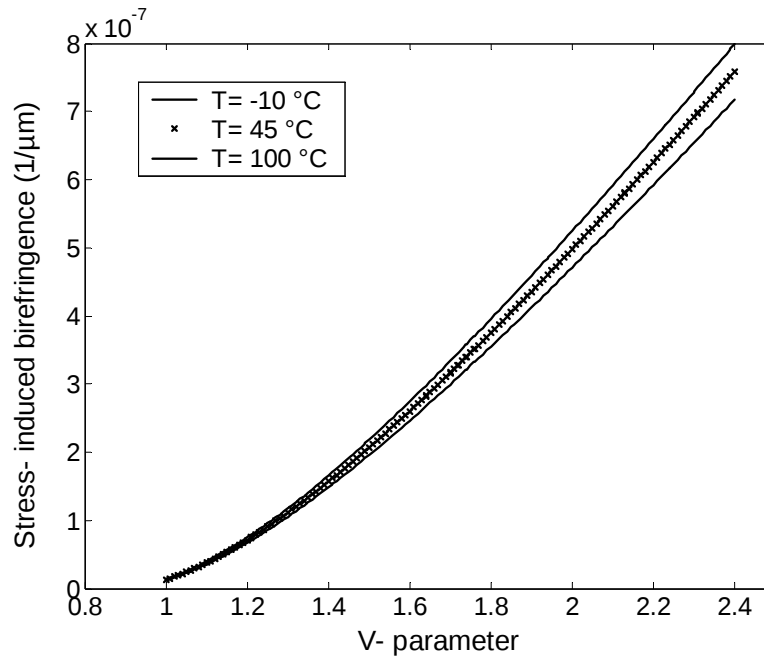


Figure 3.12 : Variation de la biréfringence thermique avec V à plusieurs températures

À partir de ces courbes, on note que la biréfringence dépend fortement du paramètre V ainsi que de la température. Afin d'aller plus loin dans notre analyse, nous avons étudié la variation de B_s en fonction de V pour plusieurs valeurs de e et plusieurs températures (25, 100, et 200 °C respectivement). Les résultats sont montrés sur la Figure 3.13. Il peut être noté que lorsque la température augmente, la biréfringence diminue. On note aussi que nos résultats pour $T=25^\circ\text{C}$ sont en bon accord avec ceux obtenus dans la référence [26]. De plus, on peut constater l'existence d'une corrélation entre la variation de la température T et l'ellipticité e de la fibre.

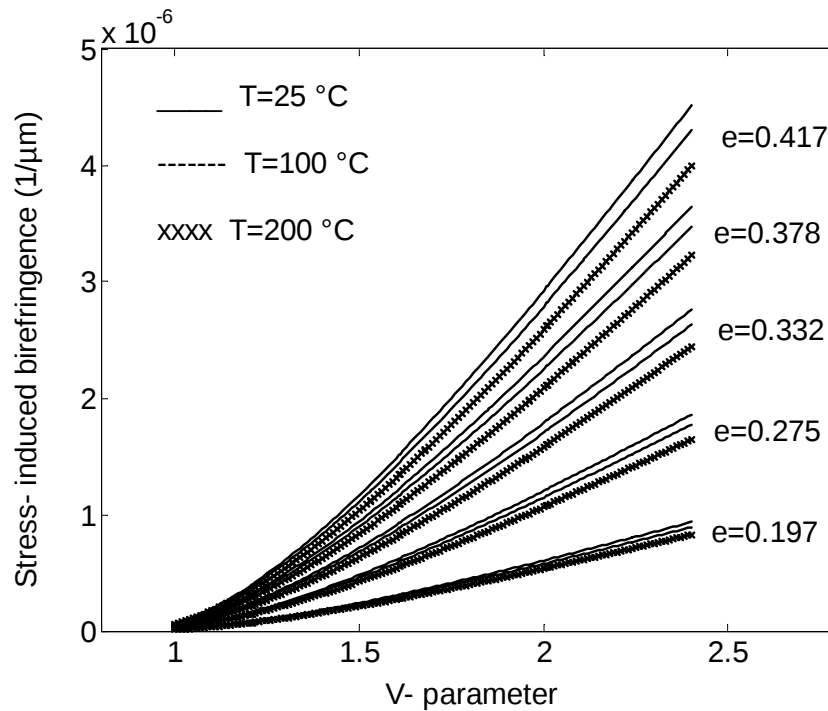


Figure 3.13 : Variation de BS en fonction du paramètre V pour plusieurs valeurs de e

Pour résumer cette partie du travail, on peut souligner le fait que la dépendance de l'indice de réfraction de la température doit être prise en compte dans le calcul de la biréfringence et donc dans le calcul du DGD et de la PMD.

Notons que d'une manière générale les études effectuées sur la dépendance de la PMD vis-à-vis de la température sont essentiellement des études expérimentales pour mesurer le DGD quand la température varie. À notre connaissance, seuls quelques travaux ont abordé une analyse théorique de la dépendance de la PMD vis-à-vis de la température. Par exemple, J. Cameron et al. [30] ont mesuré l'évolution temporelle de la PMD sur des câbles installés aériens et enterrés et dans une fibre enroulée à une température contrôlée. Les résultats ont montré que la PMD fluctue plus rapidement pour les câbles aériens que les câbles enterrés. Leurs mesures ont montré que la PMD de la fibre est très sensible à la variation de la température et que le taux de sa variation dépend du taux de la variation de la température elle-même. Pour des variations lentes de la température, le temps de fluctuation de la PMD pour un câble aérien était approximativement de 90 minutes. Ce temps était inférieur à 5 minutes lorsque la variation de la température était rapide. De plus, Misha et al. [31] ont rapporté les premières mesures à long terme (20 jours) de la PMD d'une fibre installée ($0.05 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$) de 150 km en utilisant la méthode de la matrice de Muller modifiée (*MMM, Modified Muller Matrix*). L'apparence aléatoire des composantes spectrales de DGD pendant une durée de temps disparaît lorsque le DGD est considéré en fonction de la température.

J. Cameron et al. dans la référence [30] ont observé des changements dans la PMD en corrélation avec le changement de la température ambiante locale. Il a été indiqué que le DGD est constant dans le temps lorsque la température reste stable et que les parcours de DGD pris dans la même température durant 20 jours sont étonnamment corrélés. Ils ont observé un décalage du spectre de la PMD totale dans la longueur d'onde avec la température dans une fibre. Lorsque la fibre entière est plongée dans un bain de température qui varie dans le temps.

Nous utilisons le modèle théorique présenté dans les sections précédentes pour estimer la variation de la PMD en fonction de la température de l'environnement. Pour ce faire, nous avons d'abord étudié la variation du DGD par unité de longueur en fonction du paramètre V à différentes températures et à $e = 0.197$. Comme rapporté sur la Figure 3.14, on peut constater que le DGD (et donc la PMD) dépend fortement de V . De plus, la forme générale de la fonction du DGD reste la même quelque soit la température.

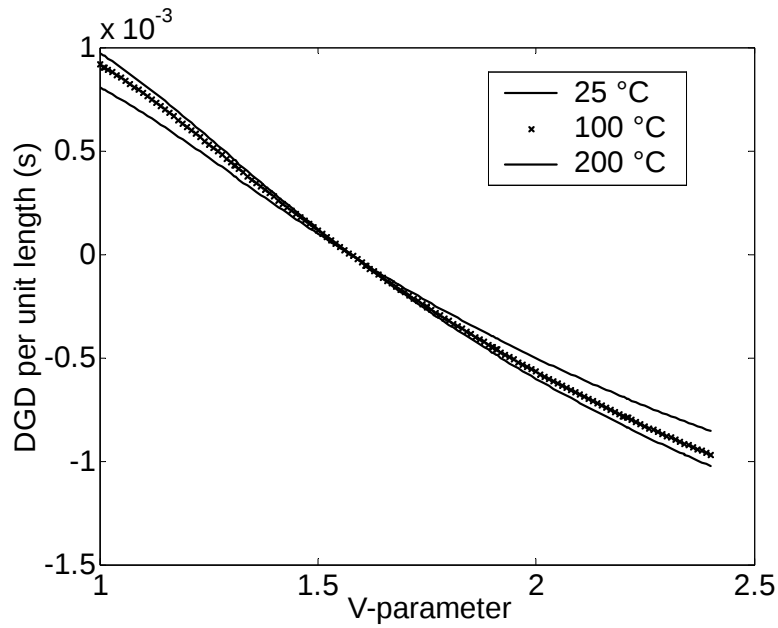


Figure 3.14 : DGD par unité de longueur en fonction de V à des température

Plus important que cela, la Figure 3.14 montre que le DGD est égal à zéro à $V = 1.59$ ($\lambda = 1.97 \mu m$). Cela pourrait être d'une grande importance pour les systèmes de télécommunications optiques si $\lambda = 1.97 \mu m$ correspondait à une longueur d'onde opératoire et à condition de bien maîtriser les problèmes liés aux autres facteurs de limitations, à savoir les pertes, la dispersion chromatique, etc.

Les mêmes observations ont déjà été rapportées dans la littérature. Par exemple, Marc et al. [5] ont expliqué le décalage observé du spectre de la PMD en fonction de la température en supposant que les contraintes internes combinées avec la déformation elliptique du cœur de la fibre est la cause principale de la biréfringence. Par conséquent, une variation de la biréfringence peut être complètement compensée par un décalage de longueur d'onde.

Dans la deuxième partie de cette étude, nous avons étudié la variation du DGD en fonction de la température, en considérant plusieurs valeurs de l'ellipticité e . Les résultats sont rapportés sur la Figure 3.15.

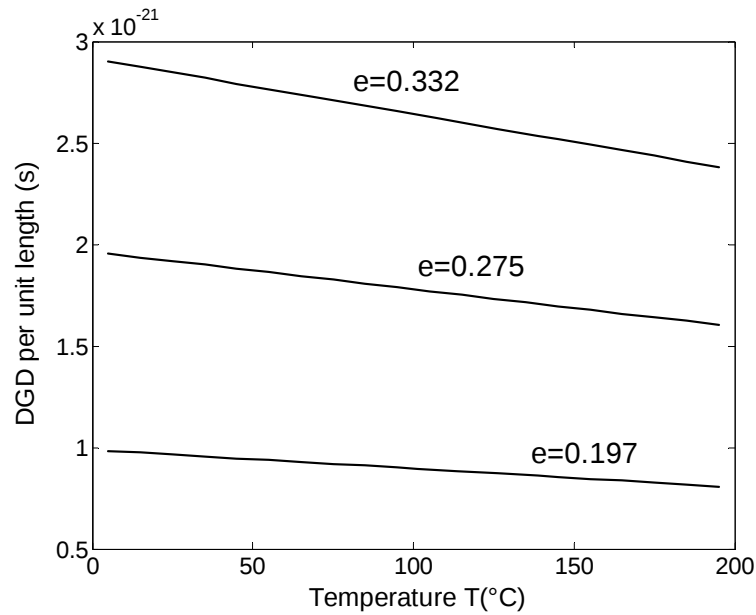


Figure 3.15 : Variations du DGD en fonction de la température en considérant

On constate à partir des courbes obtenues sur la figure III.15 que le DGD (et donc la PMD) décroît linéairement lorsque la température augmente. Ces résultats sont plutôt en bon accord avec ceux rapportés par T. Ritari et al. dans [32]. Ces auteurs ont étudié expérimentalement l'influence de la température sur la PMD en utilisant les méthodes de l'analyseur fixe (*FA, fixed analyzer*) et de l'analyse propre de Jones (*JME, Jones Matrix Eigenvalues Analysis*). Les mesures ont été faites sur des fibres à cristaux photoniques (*PCF, Photonic Crystals Fibres*) pour une température qui varie de 25 à 80 °C avec un pas de 5°C. Il a été trouvé que la PMD décroît lorsque la température augmente jusqu'à 50 °C. Au-delà de cette valeur, la PMD reste constante. Nous pensons que le désaccord entre ces résultats et les nôtres est dû à la nature des fibres (PCF) utilisées dans leurs expériences où la structure des trous peut vraisemblablement influencer le comportement du matériau sous des effets thermiques.

Finalement, il est à souligner le fait que le DGD dans la fibre SMF était plus sensible à la variation de la température que l'est la biréfringence elle-même. Ce résultat est en accord avec les résultats rapportés par M. Fontaine et al. dans [33].

En somme, il apparaît que l'étude de l'évolution de la PMD en fonction de la température n'est pas aussi simple qu'on pourrait le penser. Par exemple, la corrélation entre la température, l'ellipticité et la longueur d'onde doit être minutieusement analysée. Il est également nécessaire de prendre en compte la disposition et l'environnement de la fibre (câblée, enterrée, ...). Finalement, la gestion de la PMD nécessite de trouver un bon compromis entre ces paramètres.

On note, dans le travail de Deepak et al. [26] où ils se sont concentrés sur l'étude de la variation de la PMD en fonction de l'ellipticité, que les auteurs ont rapporté une loi empirique qui lie la PMD à V via e . Leurs résultats n'étaient pas en accord avec les résultats expérimentaux en particulier ceux

obtenus par la méthode interférométrique [25]. À partir de la discussion précédente, nous pensons que cela est dû au fait qu'ils n'ont pas pris en compte l'effet de la température. La variation de la la PMD en fonction de V doit être considérée par l'intermédiaire à la fois de e et de T .

Finalement, sachant qu'à des débits élevés, la PMD est considérée comme la limitation majeure de la longueur de transmission, il sera donc important d'étudier l'effet de la température sur la forme de l'impulsion et la pénalité de puissance.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé l'effet de la température sur la biréfringence. Nous avons montré que le modèle de Gosh et al qui décrit la dépendance de l'indice de réfraction de la silice vis-à-vis de la température peut être utilisé pour décrire la variation de la PMD en fonction de la température. Il a été démontré que l'influence de la température dépend également de la géométrie de la fibre optique et que la PMD est plus sensible à la variation de la température que l'est la biréfringence. Nous avons également constaté que le DGD (et donc la PMD) décroît linéairement lorsque la température augmente. D'une manière générale, nos résultats sont en bon accord avec les observations rapportées dans la littérature. Enfin, ce travail constitue un premier pas vers l'analyse de l'impact des conditions de l'environnement particulièrement la température sur les systèmes de communication numériques optiques. Il est de nature à permettre d'étudier la possibilité d'une compensation efficace de la PMD.

Références bibliographiques

- [1] S. C. Rashleigh, Origins and control of polarization effects in single mode fibers, *J. Lightwave. Technol.*, LT-1 (1983) 312-331.
- [2] N. Gisin, solutions of the dynamical equation for polarization dispersion *Opt, commun.*, 86 (1991) 371-373.
- [3] G. J. Foschini and C. D. Poole, Statistical theory of polarization dispersion in single mode fibers, *J. Lightwave. Technol.*, 9 (1991) 1439-1456.
- [4] N. Gisin and J. P. Pellaux, Polarization mode dispersion: Time versus frequency domains, *Opt, commun.*, 89 (1992) 316-323.
- [5] Marc C. de Lignie, Huub G. J. Nagel, and M. Oskar van Deventer, Large dispersion mode dispersion in fiber Optic Cables, *J. Lightwave. Technol.*, 12 (1994) 1325-1329
- [6] P. S. André, A. N. Pinto, J. L. Pinto, Effect of temperature on the single mode fibers chromatic dispersion, *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, 3 (2004) 64-70.
- [7] P. S. Andre', A. N. Pinto, Chromatic dispersion fluctuations in optical fibers due to temperature and its effects in high-speed optical communication systems, *Optics Communications*, 246 (2005) 303-311.
- [8] G. Ghosh, M. Endo, T. Iwasaki, Temperature-dependent Sellmeier coefficients and chromaticdispersions for some optical fiber glasses, *J. Lightwave. Technol.*, 12 (1994) 1338-1342.
- [9] S. HUARD, 'Polarisation de la lumière' Masson, 1994
- [10] J. P. Gordon and H. Kogelnik, PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers, *Review PNAS*. 97 (2000) 454-4550.
- [11] D. A. Nolan, Xin Chen, and Ming-Jun Li, Fibers with low polarization mode dispersion, *J. Lightwave. Technol.*, 22 (2004) 1066-1077
- [12] Grégory Bouquet, Compréhension de la biréfringence et du couplage de mode de polarisation dans les fibres optiques des télécommunication, *Thèse en électronique et communications*, école nationale supérieur des télécommunication de Paris, 2005
- [13] A. P. Chimata and C. Allen, Development of an adaptive polarization mode dispersion compensation systems, *technical report*, university of Kansas, January 2003
- [14] Mehmetcan Akbulut, Computer modeling for characterization, emulation and compensation of polarization mode dispersion in single mode fibers, *Thesis in electrical and computer engineering*, Purdue University, May 2001
- [15] B. Huttner, C. Geiser and N. Gisin, Polarization-induced distortions in optical fibers networks with polarization-mode dispersion and polarization-dependent losses, Invited paper, *IEEE, journal of selected topics in quantum electronics*, 6(2000) 317-329
- [16] L. E. Nelson Leong, Introduction to polarization mode dispersion in optical systems, *J. Opt. Fiber. Commun.* 1(2004) 312-344
- [17] M. Shtaif and A. Mecozzi, Modeling of polarization mode dispersion in optical cimmunications systems, *J. Opt. Fiber. Commun.* 1(2004) 248-265
- [18] M. Zafrullah, Polarization mode dispersion: its measurement and impact on soliton transmission characteristics, *thesis*, university of engineering and technology, Taxila, Pakistan, January 2006
- [19] H. F. Haunstein, W. Sauer-Greff, K. Stichtand A. Dittrich and R. Urbansky, Principles for electronic equalization of polarization mode dispersion, *J. Lightwave. Technol.*, 22 (2004) 1169-1182

- [20] R. DeSalvo, A. G. Wilson, J. Rollman, D. F. Schneider, Advanced components and sub-system solutions for 40 Gb/s transmission, *J. Lightwave. Technol.*, 20 (2002) 2154-2180
- [21] A.O. Dal Forno, A. Paradisi, R. Passy, and J.P.von der Weid, Experimental and theoretical modelling of polarization-mode dispersion in single- mode fibers, *IEEE Photonics Technology Letters*, 12 (2000) 296-298.
- [22] R Zaouk, Literature review and preliminary study on feasibility of a MEMS polarization mode dispersion Compensator, *Thesis in mechanical and aerospace engineering*, University of California, Irvine, (2000).
- [23] Misha Brosky, Nicolas J. Frigo and Moshe Tu, 'Polarization mode dispersion of installed fibers', *J. Lightwave. Technol.*, 24 (2006) 4584-4599
- [24] Poh-Boon Phua, Deterministic approach to polarization mode dispersion, *thesis in electrical engineering and computer*, August 2004
- [25] A. Mabrouki, M. Gadonna, A. Gouronnec, R. Goarin, R. Le Naour, Analysis of polarization mode dispersion of single mode elliptic-core optical fibers, *Optics communications*, 149 (1998) 225-260.
- [26] D. Gupta, A. Kumar, K. Thyagarajan, Polarization mode dispersion in single mode optical fibers due to core-ellipticity, *Optics communications*, 263 (2006) 36-41.
- [27] M. E. Lines, Physical origin of the temperature dependence of chromatic dispersion in fused silica, *J. Appl. Phys.*, 73 (1993) 2075-2079.
- [28] J. Matsuoka, N. Kitamura, S. Fujinaga, T. Kitaoka, H. Yamashita, Temperature dependence of refractive index of SiO₂ glass, *Journal of non-crystalline solids (J. non-cryst. solids)*, 135 (1991) 86-89.
- [29] Gorachand Ghosh, Temperature dispersion of refractive indexes in some silicate fiber glasses, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6 (1994) 431-433.
- [30] J. Cameron, L. Chen, X. Bao, and J. Stears, Time evolution of polarization mode dispersion in optical fibers, *IEEE Photonics Technology Letters*, 10 (1998) 1265-1267.
- [31] M. Brodsky, P. Magill, and N. J. Frig, Polarization-mode dispersion of installed recent vintage fiber as a parametric function of temperature, *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, 16 (2004) 209-211.
- [32] T. Ritari, T. Niemi, H. Ludvigsen, M. Wegmuller, N. Gisin, J. R. Folkenberg, A. Petterson, Polarization-mode dispersion of large mode-area photonic crystal fibers, *Optics Communications*, 226 (2003) 233-239.
- [33] M. Fontaine, B. Wu, V. P. Tzolov, W. J. Bock, and W. Urbanczyk, Theoretical and experimental analysis of thermal stress effects on modal polarization properties of highly birefringent optical fibers, *J. Lightwave. Technol.*, 14 (1996) 585-591.

Chapitre 4 :

Analyse de la compensation de la PMD : vers une compensation électronique

Introduction

Nous venons de voir dans les chapitres précédents que la PMD reste un problème majeur pour les télécommunications optiques à très haut débit. De ce fait, la compensation de la PMD constitue un véritable challenge scientifique et technologique pour les réseaux optiques du futur. De plus, la PMD étant assujettie aux conditions environnementales (température, pression...), la prédiction de sa fluctuation sera également un élément important dans le traitement global de ses effets sur les transmissions hauts débits.

Dans ce contexte, notre démarche consistait tout d'abord à se focaliser sur la compréhension des effets de l'environnement sur la PMD, afin de bien cerner la problématique, et ensuite de tenter de définir et étudier une stratégie pour développer des moyens de compensation efficaces. Cependant, les difficultés techniques inhérentes au traitement de ce problème font que ce chapitre a été conçu comme une première approche de l'étude de la compensation de la PMD. Y seront présentées différentes méthodes utilisées pour la compensation de la PMD par voie optique et électronique. Nous terminerons par la présentation des principes généraux de la voie que nous proposons. À souligner que ce travail n'en est qu'à ses débuts et qu'il sera poursuivi au-delà de cette thèse.

Dans un système de communication numérique optique affecté par la PMD, quand le DGD est important par rapport au temps bit T_b , il en résulte en réception une interférence entre symboles ISI et une augmentation du taux d'erreur binaire BER. Or, les normes dans le domaine des télécommunications préconisent un BER inférieur à 10^{-12} pour maintenir la qualité de la transmission. La valeur moyenne acceptable pour le DGD a été étudiée dans plusieurs publications. Il y a été montré que cette valeur ne doit pas dépasser de 10% à 20% du temps bit pour maintenir la qualité de transmission, par exemple entre 2,5 ps et 5 ps pour un système fonctionnant à 40 Gb/s.

Pour maintenir la qualité de transmission dans un système affecté par la PMD, deux stratégies différentes peuvent être suivies : l'une consiste à augmenter la tolérance du système à la PMD (*PMD mitigation*), l'autre à la compenser (*PMD compensation*).

Les travaux concernant l'augmentation de la tolérance à la PMD utilisent deux approches complémentaires basées, l'une sur le codage canal, l'autre sur le codage source. Le codage canal consiste à utiliser, par exemple, un format de modulation plus résistant à la PMD que le format NRZ classique, dans le but de diminuer le BER. Le codage source consiste à utiliser un code correcteur d'erreurs tout en acceptant un BER élevé.

Les techniques de compensation de la PMD peuvent être classées en deux catégories qui se reposent sur :

- un traitement électronique du signal là où aucun composant optique n'est nécessaire ;
- l'utilisation des composants optiques ou optoélectroniques, tels les contrôleurs de polarisation ou les éléments de retard.

1. Augmentation de la tolérance

1.1. Codage canal

L'utilisation de formats de modulation adaptés pour augmenter la tolérance à la PMD est une méthode bien étudiée et discutée du fait que la largeur de l'impulsion joue un rôle important sur son élargissement. Les raisons pour lesquelles un format de modulation est plus résistant à la PMD qu'un autre ont été discutées dans plusieurs travaux [1-9]. La plupart des auteurs sont par exemple d'accord sur le fait que le format RZ est plus résistant à la PMD que le format ordinaire NRZ. La raison pour laquelle le RZ est plus résistant est expliquée dans [9]. En effet, dans le cas de la modulation RZ, l'énergie du signal est plus confinée au centre de chaque durée de bit. Lorsque le DGD augmente, la puissance dans les zéros isolés ne s'élève que lentement. Cependant dans le cas de NRZ, cette puissance s'élève rapidement et se combine avec les uns ce qui induit plus de dégradation [9].

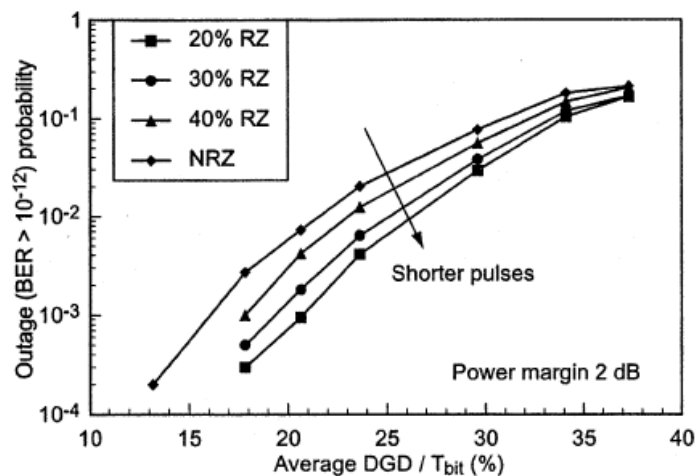


Figure 4.1 : La probabilité de panne en fonction de pour NRZ et

La Figure 4.1 montre les résultats de simulation obtenus dans [10] pour les formats NRZ et RZ (20 %, 30 %, et 40 % de rapport cyclique) à une marge de puissance de 2 dB. La probabilité de panne (dépassement de la valeur limite de DGD) en fonction de DGD diminue de manière monotone de NRZ vers les impulsions RZ les plus courtes. Les impulsions RZ les plus courtes (20 % de rapport cyclique) permettent une valeur moyenne de DGD égale à 31 % de celle obtenue pour le NRZ, et donc une distance de transmission 72 % plus longue ce qui représente une amélioration significative. L'augmentation de la tolérance en utilisant des formats de modulation adaptés, dépendent de plusieurs paramètres tels que la marge de puissance, comme cela est montré dans la Figure 4.2 [10], en augmentant, par exemple, la marge de puissance de 2 dB à 7 dB en NRZ, la longueur de transmission sera 3,4 fois plus grande. Ces résultats dépendent aussi de la largeur de bande du filtre [12]. Par exemple, si on utilise une largeur de bande plus grande dans le système, les impulsions courtes RZ ne seront pas bénéfiques [10].

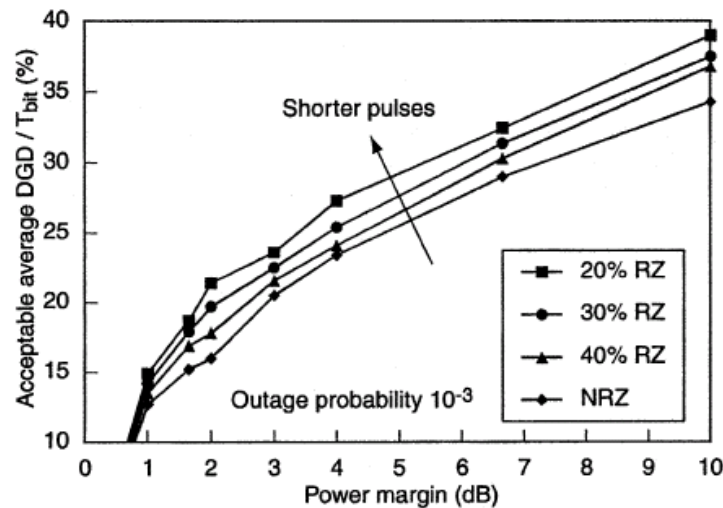


Figure 4.2 : La valeur acceptable de DGD/Tbit (%) en fonction de la marge de puissance à une probabilité de panne de 10^{-3} pour NRZ et RZ (20%, 30% et 40% duty-factor)

Parmi les formats de modulation qui ont été montrés plus résistants à la PMD que le format NRZ on trouve aussi le CS-RZ (*Carrier-Suppressed RZ*) [11,13], le C-NRZ (*Chirped-NRZ*), le C-RZ (*Chirped-RZ*) [14], et le PSBT (*Phase-Shaped Binary Transmission*, format duobinaire) [14,15].

Généralement, la conclusion que l'on peut en tirer est que les formats avec un rapport cyclique petit (par exemple le C-RZ et le RZ) sont plus tolérants à la PMD, bien que les formats de modulations qui ont une petite largeur spectrale comme le NRZ soient plus efficacement compensés dans le domaine optique [10].

Une comparaison entre les performance des signaux NRZ, RZ, CRZ et DMS (*Dispersion-Managed Solitons*) dans la présence de la PMD à 10 Gb/s a été étudiée par des simulations numériques dans [24]. Leurs résultats ont montré que RZ, DMS et CRZ se comportent mieux que le NRZ sur une distance de 600 km ; pour des distances plus longues, le CRZ est le plus performant. Le format de

modulation duobinaire a été retenu comme le format le plus résistant aux effets de PMD d'ordres supérieurs [16].

1.2. Codage source

En plus des formats de modulation, l'utilisation des codes correcteurs d'erreurs FEC est une autre méthode qui permet d'augmenter la tolérance à la PMD. Elle a été étudiée théoriquement [17-18] et expérimentalement [9,19,20]. L'application des FEC permet au système de fonctionner à des BER plus élevés, ce qui veut dire aussi que le récepteur sera plus tolérant au bruit, et au bruit thermique du récepteur.

Le principe des codes correcteurs d'erreurs est de rajouter une information supplémentaire redondante de manière à détecter et éventuellement corriger de possibles erreurs de transmission. La forme la plus simple de détection d'erreur est l'adjonction au mot du message d'un bit de parité. Soit par exemple un message comportant sept données binaires. On compte le nombre de bits égaux à un. Si ce nombre est pair, le bit de parité rajouté vaudra 0, si ce nombre est impair le bit de parité vaudra 1. De cette façon le message émis de longueur huit aura toujours un nombre de bits égaux à un qui sera pair (parité égale à zéro). Si le message reçu a une parité égale à zéro, on considérera que le message a été correctement transmis. Mais il peut y avoir deux erreurs de transmission, ce bit de parité ne permettra pas de détecter cette forme d'erreur. Si la parité du message est égale à un, on sait qu'il y a certainement une erreur de transmission. Mais il n'est pas possible de retrouver la donnée erronée. Les systèmes optiques actuels utilisent le code Reed Solomon RS. Pour augmenter la tolérance à la PMD, la possibilité de combiner plusieurs codes RS a été étudiée mais peu de travaux se sont concentrés sur des codes plus efficaces comme les turbo codes. La Figure 4.3 montre le rapport signal à bruit SNR (*Signal to Noise Ratio*) nécessaire pour atteindre un BER de 10^{-4} [21].

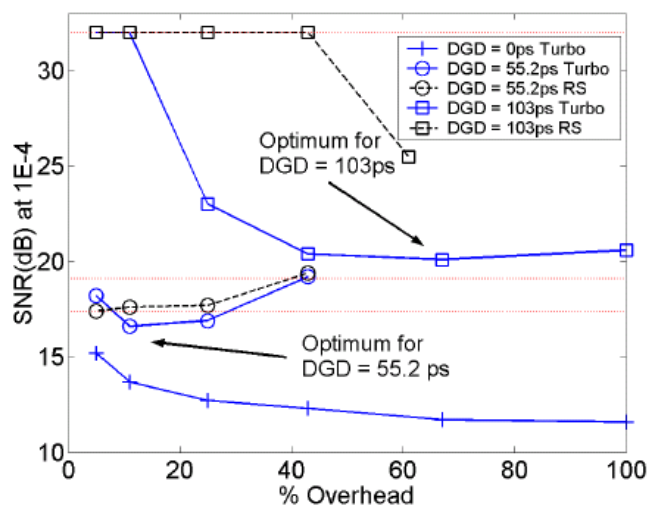


Figure 4.3 : le rapport SNR nécessaire pour atteindre un BER = 10^{-4} en fonction de la redondance pour différentes valeurs de DGD

Il a été démontré que, dans des cas où le BER est très élevé, l'utilisation d'un FEC n'apporte aucune amélioration dans le BER [15], et que ça peut être allégé en utilisant des mélangeurs de polarisation (*polarization scrambling*) [18,22,23]. Par exemple, X. Liu et al. [24] ont étudié la tolérance à la PMD dans un système multicanaux dans lequel un code correcteur d'erreurs est utilisé en combinaison avec un mélangeur. Ils ont montré numériquement que cette méthode réduit la probabilité de dégradation causée par la PMD et qu'elle améliore la tolérance à la PMD pour les formats NRZ et DPSK de 70 % et 100 % respectivement. De plus, une expérience décrite dans [20] utilise le FEC Reed-Solomon avec un compensateur de PMD de premier ordre pour augmenter la tolérance à la PMD dans un système à 10 Gb/s.

1.3. Combinaison codage source et codage canal

Pour augmenter la tolérance à la PMD, le codage source et le codage canal peuvent être combinés. En effet, des travaux précédents ont aussi montré que si on combine l'utilisation des impulsions RZ au lieu de NRZ, avec une augmentation de la marge de puissance de 2 à 7 dB, et une utilisation d'un code correcteur d'erreurs, ça augmentera la valeur moyenne acceptable de DGD de 16 % à 41 % du temps bit ce qui correspond à une longueur de transmission 6.5 fois plus longue que la longueur maximale. C'est à peu près la même amélioration qu'avec un compensateur au premier ordre [25], [26].

2. Compensation de la dispersion de mode de polarisation

2.1. Compensation électronique de la PMD

La compensation électronique de la PMD rentre dans le cadre du traitement de signal et elle ne nécessite aucun composant actif. Elle est généralement basée sur l'égalisation adaptative du signal après le convertisseur optique/électrique (la photodiode) à l'aide des filtres linéaires et non linéaires dans le but de minimiser l'interférence entre symboles ISI (*intersymbol interference*) dans le signal reçu. Un égaliseur est un filtre ajustable utilisé pour compenser la distorsion de la liaison. Les égaliseurs les plus courants sont : l'égaliseur transversal TE (*Transversal Equalizer*) appelé aussi l'égaliseur FFE (*feed-forward equalizer*), l'égaliseur à retour de décision DFE (*decision feedback equalizer*) et l'estimateur de séquence à vraisemblance maximale MLSE (*maximum likelihood sequence estimator*). Ces égaliseurs peuvent être intégrés au récepteur ce qui réduit le coût de l'installation.

L'égaliseur transversal a été utilisé pour la première fois dans [27] pour réduire les distorsions induites par la PMD. L'égaliseur transversal, aussi appelé FFE (*feed-forward equalizer*), est un filtre linéaire à réponse impulsionnelle finie. Il a une structure relativement simple et peut être utilisé comme constituant de base des égaliseurs plus avancés. Dans sa forme directe, le signal

électrique $x(t)$ est divisé à l'entrée en plusieurs copies décalées par un retard τ . Ces signaux sont ensuite pondérés et superposés à la sortie $y(t)$:

$$y(t) = \sum_{i=0}^{N-1} c_i x(t - iT) \quad \text{IV.1}$$

Le signal $x(t)$ est proportionnel à la puissance optique, et la valeur de τ doit être ajustée à la PMD [28].

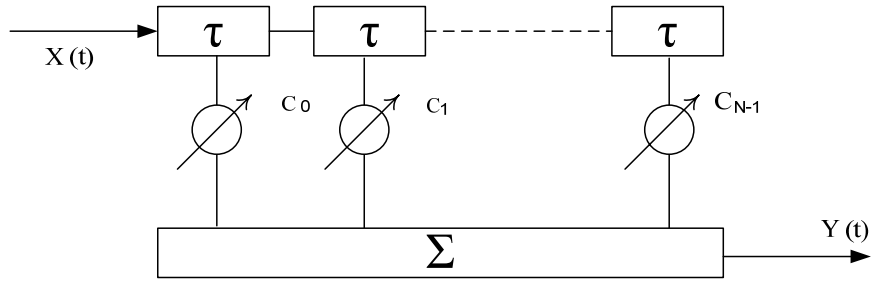


Figure 4.4 : Egaliseur transversal

L'ISI induite dans le signal reçu $x(t)$ peut être réduite en minimisant l'erreur quadratique moyenne (MSE, *Mean Square Error*) $\overline{e^2(t)}$ entre la sortie de l'égaliseur $y(t)$ et le signal transmis $a(t)$. Pour calculer les coefficients optimaux du filtre transversal on utilise le MSE comme fonction de coût :

$$\overline{e^2(t)} = \int (y(t) - a(t))^2 dt \quad \text{IV.2}$$

Pour trouver les caractéristiques de la liaison et déterminer les coefficients initiaux de l'égalisation, une séquence de référence dite d'apprentissage (*training sequence*) est initialement envoyée et comparée à une copie locale dans le récepteur.

Les coefficients c_i peuvent être ajustés en utilisant un algorithme d'adaptation tel que le LMS (*least mean squares*). Les coefficients optimaux $\underline{c}_{opt}$ selon LMS sont donnés par :

$$\underline{c}_{opt} = \underline{s}_{xx}^{-1} \underline{s}_{xa} \quad \text{IV.3}$$

Avec $\underline{c}_{opt} = [c_0 \ c_1 \ \dots \ c_{N-1}]^T$, $\underline{s}_{xx}$ est la matrice $N \times N$ d'autocorrélation du signal d'entrée ($\underline{s}_{xx}^{-1}$ est son inverse), $\underline{s}_{xa}$ est le vecteur $1 \times N$ d'intercorrélations et l'exposant T désigne le vecteur transposé.

L'égaliseur doit s'adapter aux caractéristiques de la fibre. Donc un algorithme de contrôle doit être utilisé en combinaison avec un signal de pénalité (*penalty signal*). Pour la détection des dégradations induites par la PMD, on utilise le filtrage spectral du signal électrique reçu. Il a été démontré que le spectre de la puissance électrique du signal optique détecté à la traversée d'un milieu affecté par la PMD au premier ordre, injectée avec un rapport γ , est proportionnel à :

$$k(f) = 1 - 4\gamma(1 - \gamma)\sin^2(\pi ft) \quad \text{IV.4}$$

Une description détaillée d'une application en utilisant le filtrage spectral en combinaison avec un égaliseur optique de PMD peut être trouvée dans [29]. Une implémentation d'un filtre transversal en utilisant l'ouverture de l'œil (*eye opening*) comme une fonction de coût est décrite dans [30]. D'autres implémentations existent comme l'égalisation aveugle où la séquence d'apprentissage n'existe pas [31-32]. Les algorithmes de l'égalisation aveugle sont caractérisés par la minimisation d'une fonction de coût non-MSE spéciale. Cette fonction n'implique pas l'utilisation d'une séquence d'apprentissage. Elle reflète seulement le niveau d'ISI à la sortie de l'égaliseur.

La limitation de cet égaliseur en termes de compensation de la PMD provient du fait qu'il ne peut pas compenser la PMD lorsque le rapport de puissance dans les deux modes de polarisation est le même [33].

Un système de compensation adaptative de la PMD réalisé avec un égaliseur électrique SiGe incluant quatre étages d'un filtre transversal à 10 Gb/s est décrit dans [30].

Le filtre DFE, quant à lui, est non linéaire. Il comporte un filtre transversal direct et un filtre transversal récursif dont les entrées sont les symboles précédemment calculés pour former une boucle de rétroaction. Il a la particularité d'utiliser des données déjà calculées pour diminuer l'ISI introduite par le canal de transmission sur les symboles suivants. Son avantage en termes de compensation de la PMD, est d'introduire une égalisation non linéaire permettant la compensation de la PMD même quand le rapport de puissance dans les deux modes de polarisation est le même [33].

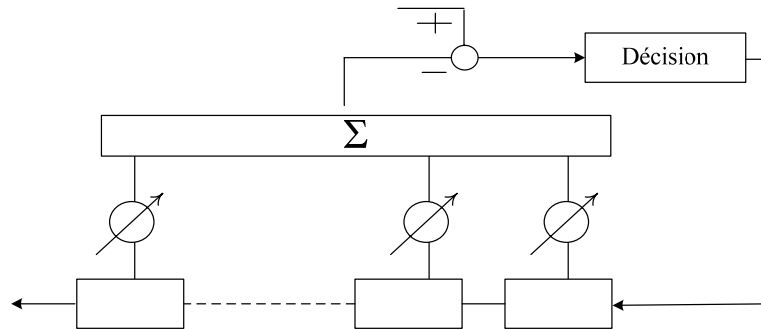


Figure 4.5 : Egaliseur DFE

Les expériences ont montré que la pénalité induite par la PMD au premier ordre est réduite de 8,1 à 4 dB avec un FFE de 8 étages et à 4,3 dB en utilisant un DFE, et à 6,1 dB avec une combinaison des deux [34].

Les filtres DFE sont avantageux dans le sens où ils permettent d'améliorer la qualité du signal même quand le diagramme de l'œil reçu est très dégradé, alors que le FFE nécessite un diagramme de l'œil bien ouvert [35].

Une autre méthode pour compenser la PMD dans le domaine électronique est l'estimation de séquence à vraisemblance maximale MLSE. Cette technique est basée sur la corrélation entre la séquence originelle et une estimation d'une séquence du signal reçu. Dans le cas d'un canal linéaire le récepteur optimal est constitué d'un filtre adapté au canal, d'un échantillonneur suivi par un bloc de traitement (recherche du chemin métrique minimal dans un graphe pouvant être effectuée avec l'algorithme de Viterbi) [36].

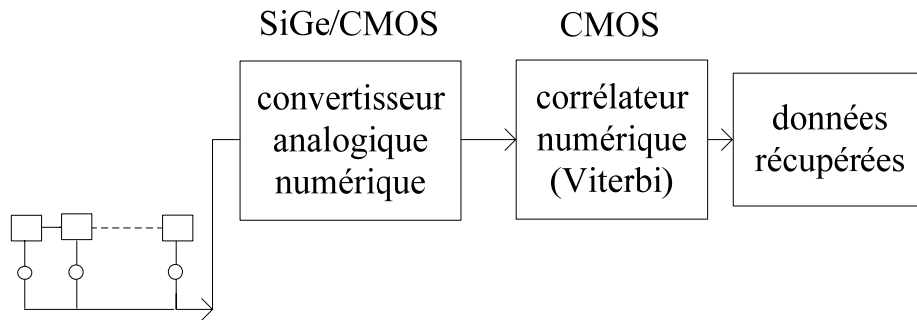


Figure 4.6 : Conception du MLSE

Une étude comparative [37] entre les performances des trois méthodes montre que la combinaison d'un FFE et d'un DFE est plus performante que l'es FFE ou DFE seuls. D'autre part, la technique MLSE fournit la meilleure performance possible pour compenser la PMD.

De plus, une comparaison entre différentes architectures d'égaliseur électrique pour compenser la PMD dans une transmission optique à 40 Gb/s a été réalisée par Jonathon Sewter dans [33]. Dans son travail, il a montré que l'égalisation par un DFE à 3 étages de FFE et 1 étage de FBE est capable d'augmenter la valeur moyenne tolérable de DGD de $0,17.T_b$ à $0,49.T_b$. Cela implique une augmentation de la distance de transmission d'un facteur 8 (par exemple de 18 km à 150 km pour une fibre à la PMD de $1\text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$). Quant à Z. Zalevsky et al., ils ont présenté dans [38] une nouvelle approche qui permet l'annulation de la PMD en modulant en polarisation d'une façon périodique le signal (par un polariseur), le passer dans un échantillonneur et puis dans un bloc de filtrage numérique. Une autre architecture de compensation a été proposée par K. Narahara et al. [39] ; leur technique repose sur l'utilisation de lignes de transmission non linéaires NLTLs *Nonlinear Transmission Lines* comme un élément principal. Cette méthode peut produire une sortie égalisée même quand les impulsions d'entrée sont très affectées par la PMD.

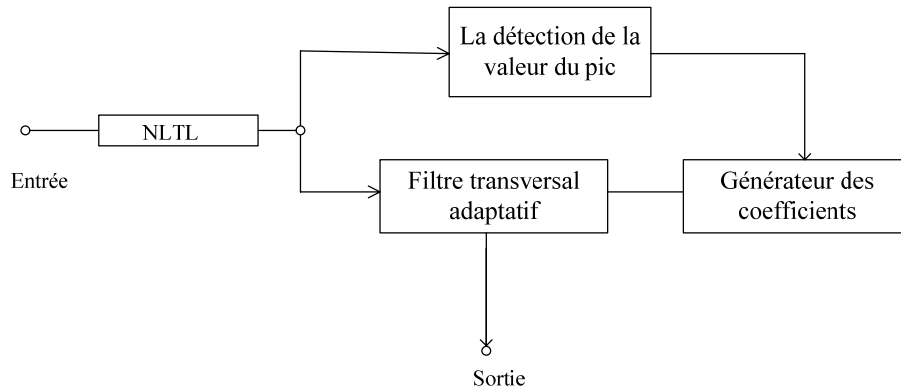


Figure 4.7 : Le système de compensation proposée dans [39]

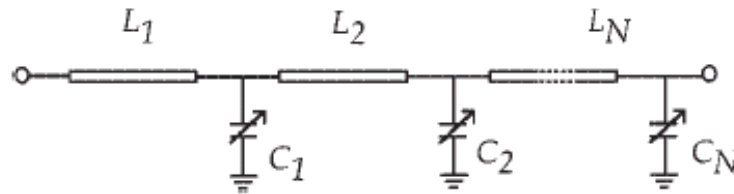


Figure 4.8 : Diagramme du circuit NLTL

La figure montre le schéma bloc de la technique de compensation proposée dans [39]. À la sortie de NLTL, le signal est divisé en deux signaux. Un est appliqué à un détecteur, et l'autre est appliqué à un égaliseur transversal. Les coefficients de l'égaliseur sont déterminés à partir de la valeur de pic de l'impulsion fournie par un générateur. Les L_i et les C_i représentent des inductances et des capacités.

Les techniques de compensation électrique, en général, sont robustes et peuvent réduire l'effet de toutes les limitations de transmission. Bien qu'elles nécessitent des composants électroniques plus performants à des débits plus élevés [40].

2.2. Compensation optique de la PMD

Un compensateur optique de PMD contient généralement les éléments suivants :

- un diviseur/combiner de polarisation PBS/PBC (*polarization beam splitter/combiner*) qui sépare/combine les signaux portés par les deux PSPs en deux composantes orthogonales ;
- un contrôleur de polarisation PC (*polarization controller*) ;
- un élément de retard τ constitué d'une fibre à très haute biréfringence dont la valeur du retard est ajusté selon le DGD ;
- un signal de rétroaction (*feedback signal*) ;
- un algorithme de contrôle pour contrôler le PC et τ .

Le schéma bloc qui représente la technique de compensation optique est montré dans la Figure 4.9. Il contient un élément adaptatif, un signal de rétroaction et un algorithme de contrôle.

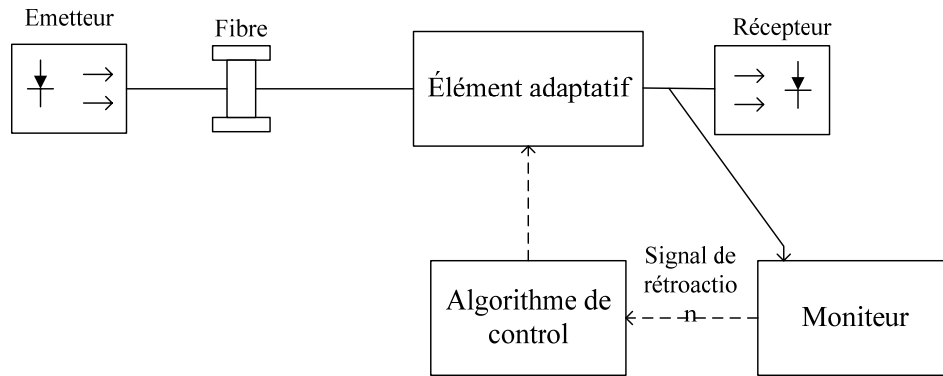


Figure 4.9 : Schéma générale de la compensation optique de PMD

L'élément adaptatif est le cœur de tout compensateur optique de PMD. Il doit être accordable. Les éléments fortement biréfringents comme les fibres à maintien de polarisation PM (*Polarization-Maintaining fibers*) séparés par des contrôleurs de polarisation sont utilisés comme des éléments adaptatifs. Les systèmes de compensation se différencient selon le nombre d'éléments biréfringents et de la technologie utilisée pour le contrôle de la polarisation. Le signal de rétroaction est nécessaire pour fournir des informations sur la PMD à l'algorithme de contrôle du compensateur. Le signal de rétroaction est caractérisé par sa sensibilité à la PMD, sa corrélation avec le BER et son temps de réponse. Le paramètre du signal de rétroaction le plus utilisé est le degré de polarisation DOP (*degree of polarization*) mesuré par un polarimètre (il décrit le rapport entre l'intensité de la lumière polarisée et l'intensité de la lumière totale). L'avantage d'utiliser le DOP comme un signal de rétroaction est d'avoir un temps de réponse rapide et une compensation qui peut être faite indépendamment du débit binaire. Outre, la largeur du spectre RF et l'ouverture de l'œil peuvent aussi être utilisés comme des signaux de rétroaction. Finalement, l'algorithme pilote l'élément adaptatif en se basant sur le signal de rétroaction.

Sunnerud et al. [40] et Karlsson [41] classent les compensateurs optiques de la même façon en se basant sur le nombre de leurs degrés de liberté DOF (*Degrees Of Freedom*) représenté par le nombre d'éléments ou de paramètres qui sont pilotés par l'algorithme de contrôle dans le compensateur. Le DOP est un bon estimateur de la complexité du compensateur. La figure montre six méthodes de compensation différente.

La méthode du PSP (Figure 4.10) est une technique de compensation avant transmission dans laquelle un contrôleur de polarisation PC (*Polarization Controller*) est utilisé pour aligner l'état de polarisation avec l'une des PSP d'entrée de la fibre. C'est un compensateur du premier ordre à deux degrés de liberté.

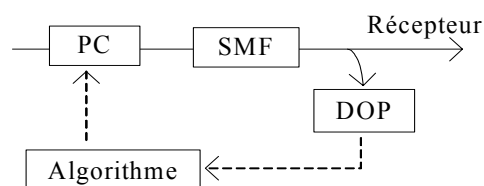


Figure 4.10 : compensateur en utilisant la du PSP

La Figure 4.11 illustre un post-compensateur de premier ordre avec un PC et un retard fixe (2 DOP). Il est aussi appelé compensateur de demi-ordre (*half-order compensator*) :

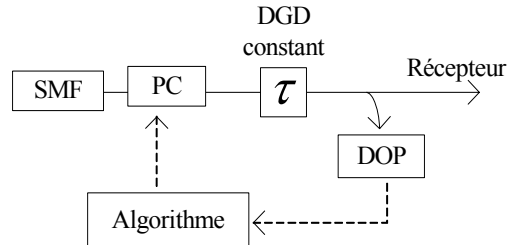


Figure 4.11 : Compensateur d'ordre $\frac{1}{2}$

La Figure 4.12, présente un post-compensateur avec un PC et un retard variable (3 DOP) :

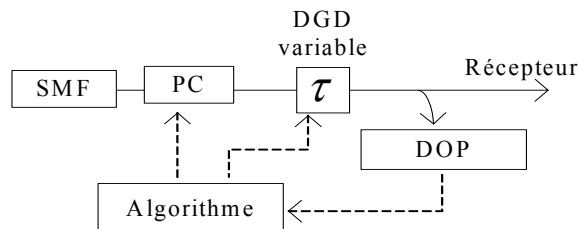


Figure 4.12 : Compensateur du 1er ordre

Le compensateur peut aussi contenir deux étages avec deux PC et deux retards fixes (4 DOP) (Figure 4.13):

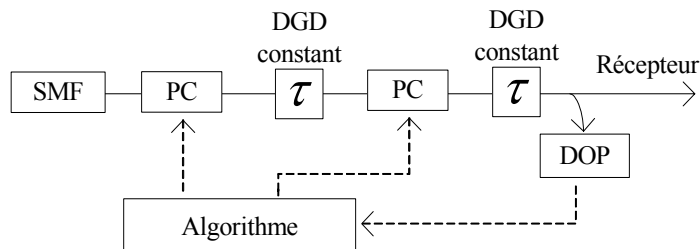


Figure 4.13 : Compensateurs à deux étages (deux éléments de retard fixes)

La Figure 4.14, illustre un compensateur à deux étages à deux PC et deux retards, un fixe et un variable (5 DOF). Le compensateur à double étage peut compenser des PMD d'ordres supérieurs :

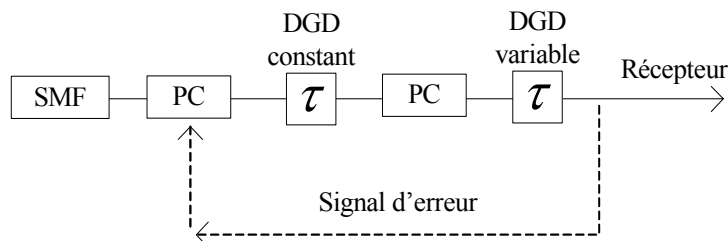


Figure 4.14 : Compensateur à deux étages (un retard constant et un autre variable)

La Figure 4.15, montre la combinaison d'un PC et d'un un polariseur où la puissance à la sortie du polariseur peut jouer le rôle de signal d'erreur.

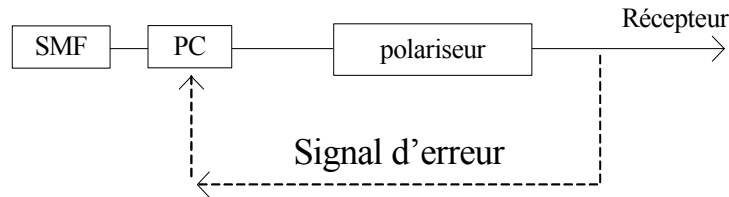


Figure 4.15 : Compensateur combinant un PC et un polariseur

Par des simulations numériques, Sunnerud et al. [40] ont conclu que le compensateur à un seul étage contenant un retard variable (3 DOP) (Figure 4.12) est plus performant que le compensateur du premier ordre (Figure 4.10 et Figure 4.11). Cela vient du fait qu'il peut, dans certaines conditions, compenser les PMD d'ordres élevés. Les compensateurs à double étages (Figure 4.13 et Figure 4.14) sont moins performants que le compensateur du premier ordre lorsque la PMD reste faible (par rapport au temps bit), et sont plus performants pour de grandes valeurs de la PMD. La méthode du polariseur se comporte mieux que les compensateurs du premier ordre à large PMD parce qu'elle n'ajoute aucun DGD. Lorsque la PMD est faible, elle devient moins performante en comparaison avec les compensateurs du premier ordre mais meilleur que le cas non compensé. Parmi tous les compensateurs présentés précédemment, celui à un étage avec un élément de retard constant est le meilleur en termes de performance et de complexité.

Une autre architecture décrite dans [42] est montrée dans la Figure 4.16. Elle est appelée égaliseur optique de PMD. Elle utilise un PC et un élément de retard variable. Pour augmenter l'efficacité de ce compensateur, l'état de polarisation du signal optique peut être mélangé (*scrambled*) avant que le signal soit injecté dans la fibre optique. Une compensation de PMD par cette architecture à 40 Gb/s et à 80 Gb/s en utilisant le DOP comme signal de rétroaction a été démontrée dans [43].

Une étude comparative entre les architectures de compensation de la PMD du premier ordre peut être trouvée dans [44].

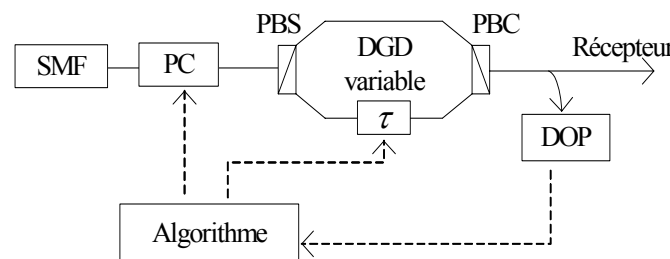


Figure 4.16 : Egaliseur optique du 1er ordre

J. Kim et al [45] ont proposé une architecture pour compenser la PMD avec un PBS, des lames quart d'onde et des miroirs. Leur architecture a été démontrée expérimentalement. Elle est schématisée dans la Figure 4.17 :

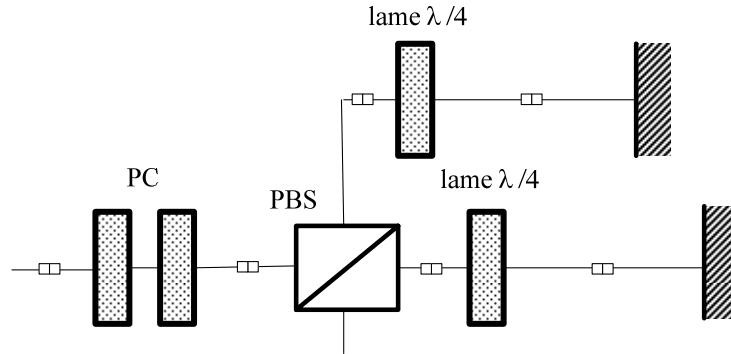


Figure 4.17 : Compensateur utilisant un PBS et des lames quart d'onde ($\lambda/4$)

Le PBS divise le signal en deux signaux orthogonaux polarisés linéairement. Le signal de chaque mode passe dans une lame quart d'onde lame $\lambda/4$ dans la Figure 4.17) et devient circulairement polarisé. Il est réfléchi par le miroir et passe à travers une lame $\lambda/4$ une autre fois afin d'être linéairement polarisé à nouveau, mais la polarisation est orthogonale à la polarisation à l'entrée. Cette architecture possède l'avantage d'être adaptative en faisant varier la position des miroirs. De plus, elle réduit les coûts ainsi que les pertes d'insertion du circulateur optique

C. Yang et al [46] ont aussi proposé récemment un nouveau compensateur optique des PMD du premier ordre et d'ordres supérieurs. La compensation ne requiert qu'un PC et un élément de retard variable de plus par rapport à l'égaliseur optique de premier ordre, et son algorithme de contrôle est plus simple et plus stable par rapport à ceux des autres compensateurs de la PMD d'ordres élevés. La matrice de transfert de $PC2$ est l'inverse de celle de $\overline{PC2}$.

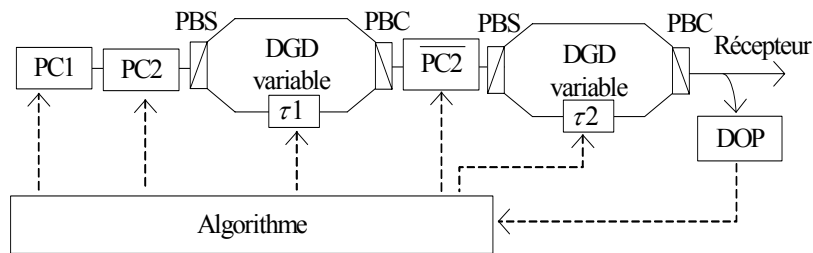


Figure 4.18 : PMDC du 1er ordre et d'ordres supérieurs

Les inconvénients de la plupart des compensateurs adaptatifs optiques sont : les fortes pertes d'insertion, la réponse lente (beaucoup plus lente que la plus rapide des variations de la PMD rapportée dans le domaine), le coût et la compensation difficile de lignes multiplexées.

3. Nouvelle piste pour une compensation de la PMD

3.1. Mise à profit de la discrimination des plans de polarisation

L'injection dans une fibre optique d'un signal à deux composantes $(s_h \ s_v)$, selon deux plans de polarisation orthogonaux (appelés ici arbitrairement horizontal et vertical) conduit à recevoir en sortie, un signal $(r_h \ r_v)$ de la forme :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} r_h & r_v \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} s_h & s_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^x(z) & H^y(z) \\ -H^y(z) & H^x(z) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} s_h H^x - s_v H^y & s_h H^y + s_v H^x \end{pmatrix} \end{aligned} \quad \text{IV.5}$$

En considérant la fibre comme un couplage de tronçons de fibre tels que :

- Pour chaque tronçon, l'effet de la PMD se résume à une simple différence Δt entre les durées de propagation dans chacun des deux modes de polarisation, Δt étant le même pour tous les tronçons ;
- Un décalage angulaire θ_i des modes de polarisation a lieu en sortie du tronçon i , avant d'attaquer le tronçon suivant

Le comportement du tronçon de fibre i peut alors être représenté par la fonction de transfert $H_i(z)$ suivante, en faisant abstraction du temps de propagation dans la fibre (c'est-à-dire, en ne modélisant que le décalage temporel Δt) :

$$H_i(z) = \begin{pmatrix} H_i^x(z) & H_i^y(z) \\ -H_i^y(z) & H_i^x(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_i) & \sin(\theta_i)z^{-1} \\ -\sin(\theta_i)z^{-1} & \cos(\theta_i) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_i & b_i z^{-1} \\ -b_i z^{-1} & a_i \end{pmatrix} \quad \text{IV.6}$$

Où z^{-1} représente le retard Δt et

$$\begin{aligned} a_i &= \cos(\theta_i) \\ b_i &= \sin(\theta_i) \end{aligned} \quad \text{IV.7}$$

La fonction de transfert globale $H(z)$ de la fibre est alors

$$\begin{aligned}
 H(z) &= \\
 &= \begin{pmatrix} H^x(z) & H^y(z) \\ -H^y(z) & H^x(z) \end{pmatrix} \\
 &= \prod_{i=1}^n \begin{pmatrix} a_i & b_i z^{-1} \\ -b_i z^{-1} & a_i \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} a_1 & b_1 z^{-1} \\ -b_1 z^{-1} & a_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_2 & b_2 z^{-1} \\ -b_2 z^{-1} & a_2 \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} a_n & b_n z^{-1} \\ -b_n z^{-1} & a_n \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} a_1 a_2 - b_1 b_2 z^{-2} & a_1 b_2 z^{-1} + a_2 b_1 z^{-1} \\ -a_1 b_2 z^{-1} - a_2 b_1 z^{-1} & a_1 a_2 - b_1 b_2 z^{-2} \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} a_n & b_n z^{-1} \\ -b_n z^{-1} & a_n \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} a_1 a_2 a_3 - (a_1 b_2 b_3 + b_1 a_2 b_3 + b_1 b_2 a_3) z^{-2} & (a_1 a_2 b_3 + a_1 b_2 a_3 + b_1 a_2 a_3) z^{-1} - b_1 b_2 b_3 z^{-3} \\ -(a_1 a_2 b_3 + a_1 b_2 a_3 + b_1 a_2 a_3) z^{-1} + b_1 b_2 b_3 z^{-3} & a_1 a_2 a_3 - (a_1 b_2 b_3 + b_1 a_2 b_3 + b_1 b_2 a_3) z^{-2} \end{pmatrix} \dots \\
 &= \begin{pmatrix} c_0 + c_2 z^{-2} + c_4 z^{-4} + \dots & c_1 z^{-1} + c_3 z^{-3} + c_5 z^{-5} + \dots \\ -c_1 z^{-1} - c_3 z^{-3} - c_5 z^{-5} \dots & c_0 + c_2 z^{-2} + c_4 z^{-4} + \dots \end{pmatrix} \quad IV.8
 \end{aligned}$$

Les composantes des fonctions de transfert, $H_h(z)$ et $H_v(z)$ respectivement, sont donc à priori différentes. En effet, une différence notable concerne les termes de retard z^{-i} qui ne sont pas les mêmes pour les deux composantes : termes pairs pour $H_h(z)$ et impairs pour $H_v(z)$. Un choix intéressant pour les signaux injectés s_h et s_v est alors le suivant :

$$\begin{aligned}
 s_v &= s_m; \\
 s_h &= s_m \cdot z^{-1}
 \end{aligned} \quad IV.9$$

Où s_m est le signal modulé à envoyer. En fait, il s'agit d'injecter le même signal selon les deux plans de polarisation avec un décalage de Δt .

Par conséquent,

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} r_h & r_v \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} s_m \cdot (z^{-1} H^x(z) - H^y(z)) & s_m \cdot (z^{-1} H^y(z) + H^x(z)) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} s_m \cdot (z^{-1} H^x(z) - H^y(z)) & s_m \cdot (z^{-1} H^y(z) + H^x(z)) \end{pmatrix} \quad \text{IV.10} \\
 &= \begin{pmatrix} s_m H^h(z) & s_m H^v(z) \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

On peut constater que les fonctions de transfert correspondant aux deux modes principaux de polarisation de sortie du dernier tronçon de la fibre ne contiennent que des termes de retard impairs et pairs

$$\begin{aligned}
 H^h &= (c_0 - c_1)z^{-1} + (c_2 - c_3)z^{-3} + \dots \\
 H^v &= c_0 + (c_1 + c_2)z^{-2} + (c_3 + c_4)z^{-4} + \dots
 \end{aligned} \quad \text{IV.11}$$

L'effet de la PMD est dès lors plus simple à compenser sur l'un ou l'autre des deux signaux r_h ou r_v , que sur le signal global $r = \sqrt{r_h^2 + r_v^2}$, obtenu sans discrimination de la polarisation.

Si l'on considère les décalages angulaires par rapport aux plans de polarisation à l'entrée et à la sortie de la fibre, α_{in} et α_{out} respectivement, la fonction de transfert globale devient :

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} H'^x(z) & H'^y(z) \\ -H'^y(z) & H'^x(z) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos(\alpha_{in}) & \sin(\alpha_{in}) \\ -\sin(\alpha_{in}) & \cos(\alpha_{in}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^x(z) & H^y(z) \\ -H^y(z) & H^x(z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(-\alpha_{out}) & \sin(-\alpha_{out}) \\ -\sin(-\alpha_{out}) & \cos(-\alpha_{out}) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} H^x(z) & H^y(z) \\ -H^y(z) & H^x(z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\alpha_{in}) & \sin(\alpha_{in}) \\ -\sin(\alpha_{in}) & \cos(\alpha_{in}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\alpha_{out}) & -\sin(\alpha_{out}) \\ \sin(\alpha_{out}) & \cos(\alpha_{out}) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} H^x(z) & H^y(z) \\ -H^y(z) & H^x(z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \quad \text{IV.12}
 \end{aligned}$$

avec $\alpha = \alpha_{in} - \alpha_{out}$.

Il suffit d'appliquer une rotation de $-\alpha$, soit à l'entrée, soit à la sortie de la fibre pour retomber sur le cas précédent. Dans la pratique, la détermination de l'angle α peut s'avérer difficile à réaliser.

3.2. Codage orthogonal des signaux

Comme nous l'avons vu précédemment, la réponse $\begin{pmatrix} s_h & s_v \end{pmatrix}$ en sortie de la fibre est :

$$\begin{pmatrix} r_h & r_v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_h H^x - s_v H^y & s_h H^y + s_v H^x \end{pmatrix} \quad \text{IV.13}$$

Avec les fonctions de transfert H^x et H^y vues dans le paragraphe précédent, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} r_h(t) &= c_0 s_h(t) + c_2 s_h(t - 2\Delta t) + \dots - c_1 s_v(t - \Delta t) - c_3 s_v(t - 3\Delta t) - \dots \\ r_v(t) &= c_1 s_h(t - \Delta t) + c_3 s_h(t - 3\Delta t) + \dots + c_0 s_v(t) + c_2 s_v(t - 2\Delta t) + \dots \end{aligned} \quad \text{IV.14}$$

Une approche intéressante consiste à utiliser des signaux s_h et s_v possédant des propriétés particulières pouvant être exploitées du côté de la réception. C'est ce que nous nous proposons de montrer ci-dessous.

Tout d'abord, définissons le « produit interne » de deux signaux de la manière suivante, où la valeur de T est définie comme étant la durée de transmission d'un symbole (dépendante du débit de transmission).

$$s_1(t_1) * s_2(t_2) = \int_0^T (s_1(t_1 + t) \cdot s_2(t_2 + t)) dt \quad \text{IV.15}$$

Les deux signaux sont dits orthogonaux si :

$$s_1(t_1) * s_2(t_2) = 0, \quad \forall t_1, t_2 \quad \text{IV.16}$$

Choisissons deux signaux u_h et u_v tels que :

$$\begin{aligned} u_h(t_1) * u_h(t_2) &= 0, \quad \forall t_1, t_2 \\ u_h(t_1) * u_v(t_2) &\approx \begin{cases} e(t_1) & \text{si } t_1 \approx t_2 \\ 0 & \text{sin on} \end{cases} \end{aligned} \quad \text{IV.17}$$

où $e(t)$ est une impulsion étroite centrée sur t et pouvant être considérée comme une approximation grossière de l'impulsion de Dirac.

Considérons maintenant la construction des signaux à émettre $s_h(t)$ et $s_v(t)$.

$$\begin{aligned} s_h(t) &= d_0 u_h(t) + d_1 u_h(t - T) + d_2 u_h(t - 2T) + \dots \\ s_v(t) &= d_0 u_v(t) + d_1 u_v(t - T) + d_2 u_v(t - 2T) + \dots \end{aligned} \quad \text{IV.18}$$

Il est maintenant possible à la réception, de discriminer les deux composantes initiales $s_h(t)$ et $s_v(t)$. En effet, effectuons les produits internes suivants :

$$r'_{h_h}(t) = u_h(t) * r_h(t)$$

$$r'_{h_v}(t) = u_h(t) * r_v(t)$$

IV.19

$$r'_{v_h}(t) = u_v(t) * r_h(t)$$

$$r'_{v_v}(t) = u_v(t) * r_v(t)$$

On peut aisément constater que les signaux $r'_{h_h}(t)$ et $r'_{h_v}(t)$ ne contiennent que les composantes issues de $s_h(t)$.

De même $r'_{v_h}(t)$ et $r'_{v_v}(t)$ ne contiennent que les composantes issues de $s_v(t)$.

$$r'_{h_h}(t) = c_0 u_h(t) s_h(t) + c_2 u_h(t) s_h(t - 2\Delta t) + \dots$$

$$r'_{h_v}(t) = c_1 u_h(t) s_h(t - \Delta t) + c_3 u_h(t) s_h(t - 3\Delta t) + \dots$$

IV.20

$$r'_{v_h}(t) = -c_1 u_v(t) s_v(t - \Delta t) - c_3 u_v(t) s_v(t - 3\Delta t) - \dots$$

$$r'_{v_v}(t) = c_0 u_v(t) s_v(t) + c_2 u_v(t) s_v(t - 2\Delta t) + \dots$$

Le système global peut être perçu comme un système de plusieurs entrées plusieurs sorties MIMO (Multiple Input, Multiple Output) dans lequel, deux signaux issus de deux sources (correspondants à chacun des plans de polarisation) arrivent à destination après s'être tous deux propagés par deux chemins chacun.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les différentes méthodes utilisées pour compenser la PMD dans les réseaux optiques.

Aucune des techniques de compensation présentée ci-dessus ne garantit l'élimination complète de la PMD, mais elles peuvent réduire la probabilité de dépassement de la valeur limite de DGD. L'utilisation de compensateurs a un coût très élevé, surtout dans les systèmes WDM où chaque canal doit être compensé individuellement. Si la compensation par voie optique est onéreuse et peut conduire à des effets non linéaires, elle reste cependant extrêmement intéressante car elle permet de restaurer en grande partie un signal optique dégradé.

L'avantage de la compensation de la PMD en utilisant des techniques électroniques est le coût réduit des différents composants électroniques et donc un faible coût du système global. De plus, les composants électroniques sont généralement plus rapides et plus flexibles que leurs équivalents optiques.

Le travail se poursuit afin de mettre en application l'approche que nous avons proposée.

Références bibliographiques

- [1] H. Sunnerud, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, A comparison between RZ and NRZ data formats with respect to PMD-induced system outage probability, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 13 (2001) 448–450.
- [2] H. Taga, M. Suzuki, and Y. Namiyama, Polarization mode dispersion tolerance of 10 Gbit/s NRZ and RZ optical signals, *Electron. Lett.*, 34(1998) 2098–2100.
- [3] R. M. Jopson, L. E. Nelson, G. J. Pendock, and A. H. Gnauck, Polarization-mode dispersion impairment in return-to-zero and nonreturn-to-zero systems, in *Proc. OFC'99*, San Diego, CA, 1999, Paper WE3.
- [4] D. Marcuse and C. R. Menyuk, Simulation of single-channel optical systems at 100 Gb/s, *J. Lightwave Technol.*, 17 (1998) 564–569.
- [5] R. Khosravani and A. E. Willner, Comparison of different modulation formats in terrestrial systems with high polarization mode dispersion, in *Proc. OFC'2000*, Baltimore, MD, Paper WL5.
- [6] S. Lee, Y. Xie, O. H. Adamczyk, and A. E. Willner, Penalty distribution comparison for different data formats under high PMD values, in *Proc. ECOC'2000*, Munich, Germany, 2 (2000) 93–94.
- [7] D. Dahan and G. Eisenstein, Numerical comparison between distributed and discrete amplification in a point-to-point 40-Gb/s 40-WDM-based transmission system with three different data formats, *J. Lightwave Technol.*, 20 (2002) 379–388.
- [8] P. J. Winzer, H. Kogelnik, C. H. Kim, H. Kim, R. M. Jopson, and L. E. Nelson, Effect of receiver design on PMD outage for RZ and NRZ, in *Proc. OFC'2002*, Anaheim, CA, 2002, Paper TuI1, 46–48.
- [9] J. Sewter, Electronic equalization of polarization mode dispersion in 40 Gb/s optical systems, *thesis in electrical and computer engineering*, university of Toronto, 2005
- [10] H. Sunnerud, M. Karlsson, C. Xie and H. A. Andersson, Polarization mode dispersion in high fiber-optic transmission systems, *J. Lightwave Technol.*, 20 (2004) 2204–2219
- [11] O. H. Adamczyk, A. B. Sahin, Y. Qian, S. Lee, and A. E. Willner, Statistics of PMD-induced power fading for intensity-modulated double-sideband and single-sideband microwave and millimeter-wave signals, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 49 (2001) 1962–1967
- [12] Khosravani, R. and A. E. Willner, Comparison of different modulation formats in terrestrial systems with high polarization mode dispersion, *Proc. OFC 2000*, Baltimore, paper WL5, pp. 2000, 201–203, .
- [13] Y. Kisaka, M. Tomizawa, S. Kuwahara, and Y. Miyamoto, First- and higher-order PMD tolerance of carrier-suppressed return-to-zero format with forward error correction, in *Proc. ECOC'2001*, Amsterdam, The Netherlands, 3 (2001) 438–439.
- [14] S. Lanne, J.-P. Thiéry, F. Bruyère, and D. Penninckx, Phase-shaped binary transmission modulation format resistance to polarization mode dispersion, in *Proc. IEE Colloq. High Speed and Long Distance Transmiss.*, Birmingham, U.K., Mar. 1999.
- [15] L. Pierre and J.-P. Thiéry, Comparison of resistance to polarization mode dispersion of NRZ and phase-shaped binary transmission formats at 10 Gbit/s, *Electron. Lett.*, 33 (1997) 402–403
- [16] Kaiser, W., W. Otte, T. Wuth, and W. Rosenkranz, Experimental verification of reduced sensitivity of optical duobinary modulation to higher order PMD, *OFC '02*, Anaheim, CA, TuI5, 2002, 53–54

- [17] K. P. Ho and C. Lin, Performance analysis of optical transmission system with polarization-mode dispersion and forward error correction, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 9 (1997) 1288–1290
- [18] B. Wedding and C. N. Haslach, Enhanced PMD mitigation by polarization scrambling and forward error correction, in *Proc. OFC'2001*, Anaheim, CA, Paper WAA1, 3 (2001).
- [19] M. Tomizawa, Y. Kisaka, T. Ono, Y. Miyamoto, and Y. Tada, FEC performance in PMD limited high-speed optical transmission systems, in *Proc. ECOC'2000*, Munich, Germany, 2 (2000), 97–99.
- [20] Y. Xie, Q. Yu, L.-S. Yan, O. H. Adamczyk, Z. Pan, S. Lee, A. E. Willner, and C. R. Menyuk, Enhanced PMD mitigation using forward-error-correction coding and a first-order compensator, in *Proc. OFC'2001*, Anaheim, CA, Paper WAA2 3(2001).
- [21] M. Puzio, Z. Zhu, R. S. Blum, P. A. Andrekson, T. Li, Channel coding for polarization mode dispersion limited optical fiber transmission, *Optics express*, 12(2004) 4333–4338
- [22] C. Xie and X. Liu, Mitigation of polarization-mode dispersion in multichannel lightwave transmission systems, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 15 (2003) 1070–1072
- [23] Z. Li, J. Mo, Y. Dong, Y. Wang, and C. Lu, Experimental evaluation of the effect of polarization scrambling speed on the performance of PMD mitigation using FEC, in *Tech. Dig. OFC 2004*, Los Angeles, CA, Paper MF69.
- [24] Xiang Liu, Chongjin Xie, and Adriaan J. van Wijngaarden, Multichannel PMD Mitigation and Outage Reduction Through FEC With Sub-Burst-Error-Correction Period PMD Scrambling, *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, 16 (2004) 2183–2185.
- [25] H. Sunnerud, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, Analytical theory for PMD-compensation, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12 (2000) 50–52.
- [26] H. Bülow, Limitation of optical first-order PMD compensation,” in *Proc. OFC'99*, San Diego, CA, 1999, Paper WE1.
- [27] J. H. Winters, and M. A. Santoro, Experimental equalization of polarization dispersion, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 2 (8) (1990) 591–593.
- [28] G. P. Agrawal, ‘Fiber optic communication systems’, *third edition*, copyright @ 2002 John Wiley & Sons, Inc
- [29] D. Sandel, M. Yoshida-Dierolf, R. Noé, A. Schöpflin, E. Gottwald, and G. Fischer, Automatic Polarization Mode Dispersion Compensation in 40 Gb/s Optical Transmission System, *Electron. Lett.* 23 (1998) 2258–2259.
- [30] H. Bülow, R. Ballentin, W. Baumert, G. Maisonneuve, G. Thielecke, and T. Wehren, Adaptive PMD Mitigation at 10 Gbit/s Using an Electronic SiGe Equaliser IC, *Proc. ECOC'99* (Nice, France, 1999, II(WeC3.4) 138–139.
- [31] Y. H. Kim, S. Shamsunder, (Blind) Adaptive equalizers with soft decision feedback, *Proceedings of the 40th Midwest Symposium on Circuits and Systems* 2 (1997) 945–948.
- [32] B. Baykal, O. Tanrikulu, J. A. Chambers, Adaptive soft-constraint satisfaction (SCS) algorithms for fractionally-spaced blind equalizers, *Proceedings of the ICASSP-97* 3 (1997) 1853–1856
- [33] J. Sewter, Electronic equalization of polarization mode dispersion in 40 Gb/s optical systems, *thesis in electrical and computer engineering*, university of Toronto, 2005
- [34] H. Bülow, F. Buchali, W. Baumert, R. Ballentin, and T. Wehren, PMD mitigation at 10 Gbit/s using linear and nonlinear integrated electronic equaliser circuits, *Electron. Lett.*, 36 (2000) , 163–164

- [35] Arun-Prasad Chimata Christopher Allen, Development of an adaptive polarization-mode dispersion compensation system *Technical Report*, The University of Kansas Center for Research, Inc., January 2003
- [36] Bülow, H., G. Thielecke, Electronic PMD mitigation - from linear equalization to maximum-likelihood detection, *Proc. OFC'2001*, Los Angeles, CA, paper WAA3, 2001.
- [37] Z. Zalevsky and Vardit Eckhouse, Polarization Mode Dispersion manipulation using periodic polarization modulation, *J. Opt. A:Pure Appl.Opt*, 6(2004) 862-868
- [38] Koichi NARAHARA_ and Makoto NAKAMURA, Compensation of Polarization Mode Dispersion with Electrical Nonlinear Transmission Lines, *J. Appl. Phys.* 42 (2003) 6327-6334
- [39] M. Karlsson, Polarization mode dispersion mitigation-performance of various approaches, *OFC '02*, Anaheim, CA, W11, 2000, 231-233.
- [40] H. Sunnerud, C. Xie, M. Karlsson, R. Samuelsson, and P.A. Andrekson, A comparison between different PMD compensation techniques, *Journal of Lightwave Technology*, 20 (2002) 368-378
- [41] M. Karlsson, "Polarization mode dispersion mitigation-performance of various approaches," *OFC '02*, Anaheim, CA, W11, 2002, 231-233
- [42] Pua, H.Y., K. Peddanarappagari, B. Zhu, C. Allen, K. Demarest, and R. Hui, An adaptive first-order polarization-mode dispersion compensation system aided by polarization scrambling: theory and demonstration, *Journal of Lightwave Technology*, 18(2000) 832-841
- [43] Rosenfeldt, H., Ch. Knothe, R. Ulrich, E. Brinkmeyer, U. Feiste, C. Schubert, J. Berger, R. Ludwig, H. G. Weber, and A. Ehrhardt, Automatic PMD compensation at 40 Gbit/s and 80 Gbit/s using a 3-dimensional DOP evaluation for feedback, *Proc. OFC'2001*, Los Angeles, CA, Postdeadline Papers, paper PD27, 2001.
- [44] L. C. B. Linares and J. P. von der Weid, performance comparisons between first order PMD compensation techniques, *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, 3 (2004) 56-63
- [45] Jung-ho Kim, Hosung Yoon, Namkyoo Park, and Byoung-ho Lee, Polarization-mode-dispersion compensator using a polarization beam splitter and quarter-wave plates, *APPLIED OPTICS*, 40 (2001) 4473-4475
- [46] Chuanchuan Yang, Ziyu Wang, New optical compensator for higher-order polarization mode dispersion in optical fibre channels, *Optical Engineering* 45 (2006) 020502 (1-3)

Conclusion générale

L'objectif de ce travail était d'étudier les effets de la dispersion de mode de polarisation sur les transmissions optiques à haut débit dans les fibres standards. Il constitue une étape importante vers la conception et le développement d'une architecture permettant de compenser la dispersion de mode de polarisation (PMD) par traitement numérique du signal. L'idée sous-jacente est de remplacer une technologie coûteuse (composants optiques) par une architecture numérique à faible coût et plus universelle.

De ce fait, ce travail a nécessité de s'intéresser à la fois aux aspects optiques et électroniques du problème. Il était également important de développer une double compétence en relation avec les deux laboratoires concernés par ce projet. Nous avons également développé des outils de simulation avec le logiciel MATLAB et utilisé le logiciel COMSIS.

Nous nous sommes plus particulièrement focalisés sur l'étude de la PMD dans les fibres SSMF correspondant à la spécification ITU-G.652 utilisées dans les réseaux de transmission longues distances. En tenant compte de l'ellipticité du cœur de la fibre, la variation de la PMD en fonction de la température est étudiée à travers l'évolution de la biréfringence en fonction du paramètre V de la fibre pour différentes températures.

Notre démarche consistait à nous focaliser d'abord sur la compréhension des phénomènes physiques à l'origine de la PMD et ensuite de nous intéresser aux méthodes de compensation possibles afin de proposer une architecture électronique à faible coût.

En effet, les phénomènes de dispersion dans les fibres optiques ne sont pas faciles à mettre en évidence expérimentalement. En revanche, l'origine et les conséquences de ces phénomènes peuvent être décrites par des outils de simulation sur ordinateur.

Nous nous sommes d'abord intéressés à l'étude de la dispersion chromatique (CD, *Chromatic Dispersion*) dans les fibres optiques standard à partir des simulations réalisées par le logiciel COMSIS. Cette partie du travail a été conçue comme une première approche pour se familiariser et cerner les effets de la dispersion dans les fibres sur les transmissions hauts débits. Nous avons particulièrement étudié les effets de la CD sur le débit et la distance de transmission dans le cas d'un système de transmission numérique monocanal à très haut débit. La méthodologie employée consistait à modifier les longueurs de la fibre et les modèles nécessaires à la simulation système, tout en essayant de maintenir les performances globales de liaison. Les résultats obtenus ont d'abord permis de valider les choix des techniques et des composants utilisés pour développer une liaison à 40 Gb/s sur fibre

optique. Nous avons également analysé les effets de la DC et de la PMD sur la longueur de transmission dans une chaîne de transmission numérique optique simple à 40 Gb/s en utilisant la même approche. Nos simulations ont montré que l'utilisation de la fibre de compensation de la dispersion chromatique est limitée par sa forte atténuation par rapport à la fibre de transmission. Enfin, nos résultats ont montré que pour des distances de transmission longues, l'effet de la PMD doit être prise en compte. Ce dernier a fait l'objet du troisième chapitre.

Par la suite, nous avons plus particulièrement analysé l'effet de la température sur la biréfringence et la dispersion de mode de polarisation. Les résultats obtenus ont montré que le modèle de Gosh et al. qui décrit la dépendance de l'indice de réfraction de la silice vis-à-vis de la température peut être utilisé pour décrire la variation de la PMD en fonction de la température. Ils démontrent que l'influence de la température dépend également de la géométrie de la fibre optique et que la PMD est plus sensible à la variation de la température que l'est la biréfringence. Nous avons également constaté que le DGD (et donc la PMD) décroît linéairement lorsque la température augmente. Enfin, nos résultats sont en bon accord avec les observations rapportées dans la littérature. Ce travail constitue un premier pas vers l'analyse de l'impact des conditions de l'environnement particulièrement la température sur les systèmes de communication numériques optiques.

Dans cette optique, nous nous sommes focalisés dans la dernière partie de ce travail sur l'étude et l'analyse des techniques de compensation de la PMD. Cette dernière est souvent compensée de manière optique, méthode coûteuse et dépendante de la longueur d'onde. De plus, les méthodes et les systèmes proposés pour compenser la PMD présentent un comportement instable une fois installés sur le terrain dû à la fluctuation de la PMD induite par le changement de la température. Dans la dernière partie de ce chapitre nous avons présenté les principes généraux d'une approche de compensation électronique que nous sommes en train d'étudier. Ce travail prospectif n'est qu'à ces débuts. Son aboutissement permettra de proposer une architecture nouvelle pour une compensation de la PMD moins coûteuse et plus efficace. De plus, l'étude des effets de la température sur les caractéristiques des pulses transmises en terme de puissance et de profils sera également entreprise et cela pour différents formats de modulation.

Table des figures

- Figure 1.1: Schéma de principe d'une liaison optique 9
- Figure 1.2 : Différents types de réseau public [1] 11
- Figure 1.3 : FTTH point à point passif 13
- Figure 1.4 : FTTH multipoint passif 13
- Figure 1.5 : FTTH multipoint actif 14
- Figure 1.6 : Solution mixte (cuivre/fibre optique) 14
- Figure 1.7 : La technique de multiplexage TDM [1] 15
- Figure 1.8 : La technique de multiplexage WDM [1] 16
- Figure 1.9 : Principales composantes d'un réseau DWDM 17
- Figure 1.10 : Constitution d'une fibre optique 18
- Figure 1.11 : Le guidage de la lumière dans une fibre optique 18
- Figure 1.12 : Pertes optiques dans une fibre standard 22
- Figure 1.13 : Effet de la dispersion chromatique : le signal qui se propage s'élargit 25
- Figure 1.14 : Effet de la PMD au 1er ordre dans les transmissions optiques 29
- Figure 2.1 : Synoptique d'une chaîne de 40 Gb/s avec une fibre SMF 33
- Figure 2.2 : (a) Structure de diode photo émissive ; (b) Bande d'énergie ; (c) Spectre d'électroluminescence d'une LED au GaAs. 34
- Figure 2.3 : Caractéristique Puissance-Courant d'un laser 35
- Figure 2.4 : Exemple d'évolution de la longueur d'onde émise en fonction du courant de commande et de la température 36
- Figure 2.5 : Caractéristiques essentielles des sources laser 37
- Figure 2.6 : Synoptique de la modulation externe 38
- Figure 2.7 : Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder 39
- Figure 2.8 : (a) Structure d'un guide d'onde en arête contenant un matériau électro-absorbant. (b) Transmission d'un modulateur en fonction de la tension de commande, pour différentes longueurs d'ondes 40
- Figure 2.9 : Schéma d'un récepteur de données à détection directe 41
- Figure 2.10 : Réponses fréquentielles du filtre théorique et du filtre pratique de Nyquist 44
- Figure 2.11 : Modèle de simulation du laser 45
- Figure 2.12 : Modèle de simulation du laser avec son courant de commande 45
- Figure 2.13 : Modèle de simulation des données NRZ pseudoaléatoires 46
- Figure 2.14 : Modèle de simulation de la séquence de données avec les niveaux corrects 46
- Figure 2.15 : Modèle de simulation du MEA 46
- Figure 2.16 : Courbe d'absorption du modèle de MEA en fonction de la tension électrique reçue 47
- Figure 2.17 : Modèle de simulation de la partie transmission 47
- Figure 2.18 : Modèle de simulation de la photodiode PIN 48
- Figure 2.19 : Modèle de simulation de l'amplificateur électrique 48
- Figure 2.20 : Modèle de simulation du filtre de réception 49
- Figure 2.21 : Gabarit du filtre de réception 49
- Figure 2.22 : Modèle de simulation de l'Horloge de synchronisation 50
- Figure 2.23 : Modèle de simulation du retard de synchronisation 50
- Figure 2.24 : Modèle de simulation de l'opérateur 50
- Figure 2.25 : Modèle de simulation du circuit de régénération 50
- Figure 2.26 : Chaîne de transmission sans compenser la DC 51
- Figure 2.27 : Allure des signaux en chaque point de la liaison 52
- Figure 2.28 : Synoptique générale de la liaison 40 Gb/s avec la fibre de compensation 53
- Figure 2.29 : Allure des signaux en différents points de la liaison pour 53 km de fibre SMF et 11.25 km de fibre DCF 54
- Figure 2.30 : Prise en compte de la polarisation d'un signal optique dans COMSIS 55
- Figure 2.31 : Schéma de simulation de la PMD 55
- Figure 3.1 : Représentation de la polarisation elliptique de la lumière 61
- Figure 3.2 : Représentation de la polarisation de la lumière par la sphère de Poincaré 62

Figure 3.3 : Représentation graphique de la longueur de couplage 64

Figure 3.4 : L'évolution de la polarisation dans le régime courte distance 65

Figure 3.5 : L'effet de la PMD dans le domaine temporel dans une fibre courte 65

Figure 3.6 : Modélisation d'une longue fibre 65

Figure 3.7 : Représentation du mouvement de l'état de polarisation de sortie sur la sphère de Poincaré selon l'équation III.11 (s et s' sont les états de polarisation à l'entrée et à la sortie respectivement) 68

Figure 3.8 : Distribution Maxwellienne normalisée du DGD 70

Figure 3.9 : Schéma du modèle simulé 71

Figure 3.10 : Origines intrinsèques et extrinsèques de la biréfringence dans une fibre SMF 74

Figure 3.11 : Variation de BS en fonction de la température pour différentes valeurs de e avec (lignes solides) et sans (lignes en pointillés) prendre en compte la dépendance de l'indice de réfraction avec la température à $\lambda=1.55\mu\text{m}$ 77

Figure 3.12 : Variation de la biréfringence thermique avec V à plusieurs températures 78

Figure 3.13 : Variation de BS en fonction du paramètre V pour plusieurs valeurs de e 78

Figure 3.14 : DGD par unité de longueur en fonction de V à des température 80

Figure 3.15 : Variations du DGD en fonction de la température en considérant 81

Figure 4.1 : La probabilité de panne en fonction de pour NRZ et 86

Figure 4.2 : La valeur acceptable de DGD/Tbit (%) en fonction de la marge de puissance à une probabilité de panne de 10^{-3} pour NRZ et RZ (20%, 30% et 40% duty-factor) 87

Figure 4.3 : le rapport SNR nécessaire pour atteindre un BER = 10^{-4} en fonction de la redondance pour différentes valeurs de DGD 88

Figure 4.4 : Egaliseur transversal 90

Figure 4.5 : Egaliseur DFE 91

Figure 4.6 : Conception du MLSE 92

Figure 4.7 : Le système de compensation proposée dans [39] 93

Figure 4.8 : Diagramme du circuit NLTL 93

Figure 4.9 : Schéma générale de la compensation optique de PMD 94

Figure 4.10 : compensateur en utilisant la du PSP 95

Figure 4.11 : Compensateur d'ordre $\frac{1}{2}$ 95

Figure 4.12 : Compensateur du 1er ordre 95

Figure 4.13 : Compensateurs à deux étages (deux éléments de retard fixes) 95

Figure 4.14 : Compensateur à deux étages (un retard constant et un autre variable) 95

Figure 4.15 : Compensateur combinant un PC et un polariseur 96

Figure 4.16 : Egaliseur optique du 1er ordre 96

Figure 4.17 : Compensateur utilisant un PBS et des lames quart d'onde ($\lambda/4$) 97

Figure 4.18 : PMDC du 1er ordre et d'ordres supérieurs 97

Liste des publications relatives à ce travail

Articles

[1] N. Boudrioua, A. Boudrioua, F. Monteiro, E. Losson, A. Dandache et R. Kremer, *Polarization mode dispersion fluctuations in single mode fibres due to temperature and its effect in high speed optical communication systems*, soumis à Optics Communications (2007).

Conférences

[1] N. Boudrioua, A. Boudrioua, F. Monteiro, E. Losson, A. Dandache et R. Kremer, 'Etude des effets de la température sur la dispersion de mode de polarisation (PMD) dans les fibres optiques monomodes', 26^{ième} Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG 2007 Grenoble – Communication Orale.

[2] Nassima Boudrioua, Camille Diou, Abass Dandache, et Azzedine Boudrioua, 'Etude comparative des architectures de compensation de la dispersion de mode de polarisation', 25^{ième} Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG 7, 8 et 9 Novembre 2006 Metz – Communication par affiche.

[3] N. Boudrioua, A. Dandache, A. Boudrioua, R. Kremer, Y. Zouine et C. Aupetit-Berthelemot, 'Effets de la dispersion chromatique et la dispersion de mode de polarisation dans les liaisons numériques optiques à haut débit', JNOG 2005 (Journées Nationales d'Optique Guidée), Chambéry, Novembre 2005 – Communication par affiche.

[4] A. Boudrioua, N. Boudrioua et A. Dandache, 'New Photonic Technology for Optical Signal Processing', International Conference on Advances in Intelligent Systems - Theory and Applications In cooperation with the IEEE Computer Society, Centre de Recherche Public Henri Tudor, Luxembourg- Kirchberg, Luxembourg, Novembre 2004 – Communication orale.

Résumé

L'évolution de la transmission des données par fibre optique s'est accélérée ces dernières années. Le besoin de transmettre des débits plus élevés (aujourd'hui supérieurs ou égaux à 40 Gb/s) sur des longueurs de transmission de plus en plus grandes ne cesse de croître. Malheureusement la sensibilité aux défauts de propagation augmente avec le débit, que ce soit pour les effets linéaires dus à la dispersion chromatique (CD) et à la dispersion de mode de polarisation (PMD - *polarization- mode dispersion*) de la fibre, ou les effets non linéaires essentiellement induits par l'effet Kerr (variation de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité lumineuse). Dans ce contexte, ce travail de thèse rapporte l'étude des effets de la CD et de la PMD sur les transmissions hauts débits. En outre, la PMD est identifiée aujourd'hui comme la principale source de limitation de la bande passante et de la capacité de transmission autorisées sur une fibre. Par ailleurs, la biréfringence dans les fibres optiques représente la cause principale de la dispersion de mode de polarisation (PMD).

Dans ce travail, nous nous sommes focalisés plus particulièrement sur l'étude des effets de la température sur la PMD dans les fibres monomodes standards (SMF) correspondant à la spécification ITU-G.652 utilisées dans les réseaux de transmission longues distances. En tenant compte de l'ellipticité du cœur de la fibre, la variation de la PMD en fonction de la température est étudiée à travers l'évolution de la biréfringence en fonction du paramètre V de la fibre pour différentes températures. Ce travail de thèse ouvre la voie pour développer une architecture permettant de compenser la PMD par traitement numérique du signal. L'idée sous jacente est de remplacer une technologie coûteuse (composants optiques) par une architecture numérique à faible coût, et plus universelle. Les travaux en cours sur la compensation de la PMD par voie électronique sont encourageants et semblent très prometteurs à court terme.

Summary

The evolution of optical fibre transmissions accelerated these last years. The need to transmit high bit rates (today equal to or higher than 40 Gb/s) over increasingly large lengths of transmission is constantly growing. Unfortunately, the sensitivity of propagation to defects increases with the bit rate. These effects are related to chromatic dispersion CD, polarization mode dispersion PMD, or to nonlinear effects primarily induced by the effect Kerr (dependence of the index of refraction of fibre of the light intensity). In this context, this work focuses on the study of the effects of CD and the PMD on the optical transmissions. Moreover, the PMD is identified today as the principal source of limitation in high bit rate transmissions. In addition to that, birefringence in optical fibres represents the principal cause of PMD. In this work, we particularly focused on the study of the effects of the temperature on the PMD in monomode standards fibres (SMF) corresponding to specification ITU-G.652 used in the optical networks. By taking into account of the ellipticity of the fibre, the variation of the PMD according to the temperature is studied through the evolution of birefringence according to the parameter V of fibre for various temperatures. This work of thesis opens the way to develop an architecture making it possible to compensate for the PMD by digital signal processing. The main idea is to replace an expensive technology (optical components) by a numerical architecture at low cost, and more universal. The works in progress on the compensation of the PMD by electronic way are encouraging and seem very promising at short-term.