

زارقو التعلیم العالی والبعث العلمی

BADJI MOKHTAR-ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA



جامعة باجي مختار - عنابة

Année : 2016

Faculté : Sciences de l'Ingéniorat

Département : Electronique

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de : MASTER

Intitulé :

**Systeme de gestion de la dispersion dans les grandes
lignes à fibre optique à très haut débit**

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Electronique

Spécialité : Télécommunication Avancées

Par : NESSAKH BEYA

Devant le jury

Président : TOUMI SALAH Professeur UBM. Annaba

Encadreur : SAOUCHI Kaddour Maitre de conférences (A) UBM. Annaba

Examineur : ZERMI Narima Maitre assistante (A) UBM. Annaba

Remerciement

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à toutes les personnes qui ont contribué loin ou de près au bon déroulement de mon travail, en particulier j'adresse mes vifs remerciements à mon encadreur Mr SAOUCHI Kaddour de conférence à l'université Badji Mokhtar d'Annaba pour m'avoir apporté son aide et ces conseils judicieux.

Je tiens aussi à remercier les jurys, Mr Toumi et Mdm Zermi

D'avoir accepté d'évaluer mon travail, et je remercie aussi tous les professeurs qui ont apporté leur reconnaissance tout au long de l'année, sans oublier le soutien de mes parents surtout ma mère et mon père qui m'ont apporté leur soutien sans relâche, je remercie aussi mon mari pour son aide et son soutien.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail

A mon père

*A La plus chère a mon cœur ma mère qui m'ont donné la
vie, m'ont couverte d'amour et d'affection , qui m'ont guidé
sur le chemin droit*

A mon marié

A tout ma grande famille

A tout mes amis et mes proches

*A tout ceux qui m'ont aidé de loin ou de près durant les
moments difficiles*

Résumé :

La fibre agit principalement sur la qualité de la transmission à travers les deux paramètres : les effets non-linéaires de types Kerr et la dispersion chromatique.

Dans ce mémoire nous avons étudié les systèmes de gestion de la dispersion à ultra haut débit pour les grandes lignes à fibres optiques.

Pour cela, dans une première étape nous avons étudié la propagation de l'impulsion lumineuse dans la fibre optique.

Dans une deuxième étape nous avons étudié l'optimisation de la dispersion selon trois configurations (map asymétrique, map symétrique, système DDM)

Enfin dans une dernière étape par simulation numérique nous déterminons les différents paramètres de la ligne pour des meilleures performances.

SOMMAIRE

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

I.1.Introduction aux fibres optiques.....	5
I.1.1.structure des fibres optique.....	5
I.1.2.principe de fonctionnement.....	6
I.2. Pertes de la fibre optique	6
I.3.Types de fibres optiques.....	7
I.3.1.Les fibres multi-modes.....	7
I.3.2. Les fibres monomodes.....	9
I.3. Dispersion chromatique.....	10
I.4. Effet Kerr optique.....	11
I.5.Equation de propagation de Schrödinger Non Linéaire.....	13
I.6. Méthode de Fourier à pas divisé.....	15
I.7. Introduction à la gestion de la dispersion (DM).....	17
I.8. conclusion.....	18

Chapitre II : Optimisation de lignes à haut débit en dispersion

II.1. Introduction	19
II.2. Principe de la boucle à recirculation.....	21
II.3. Etude de ligne à gestion de la dispersion classique	22
II.3.1. Introduction	22
II.3.2. Maps asymétriques et symétrique.....	23
II.4. Conclusion	25

Chapitre III : Simulations numériques

III.1.Introduction.....	26
III.2.Simulation	26
III.3.Conclusion.....	33

Listes des figures

Figure I.1 : Structure d'une fibre optique à saut d'indice.....	5
Figure I.2 : Propagation dans la fibre optique.....	6
Figure I.3 : Propagation de la lumière dans une optique.....	8
Figure I.4 : Propagation de la lumière dans une fibre à gradient d'indice avec le d'indice	9
Figure I.5 : Les diamètre d'une fibre monomode	9
Figure II.1 : Système à gestion de la dispersion classique	19
Figure II.2 : système à gestion de la dispersion dense.....	20
Figure II.3 : Principe d'un système de télécommunication par fibres optiques	22
Figure II.4 : Gestion de la dispersion de type classique (DMC).....	22
Figure II.5 :(a)Map de dispersion classique asymétrique(b)Map de dispersion symétrique...	24
Figure III.1 : Montage de la ligne DDM.....	27
Figure III.2 : Diagramme de l'œil de la ligne DDM.....	28
Figure III.3 : Visualisation de signal optique après 50 km.....	29
Figure III.4 : Le signal lumineux à la sortie de modulateur mach-zender.....	29
Figure III.5 : Simulation de la ligne de transmission de 2200 km.....	30
Figure III.6 : Diagramme de l'œil sans régénérateur Mamychév.....	31
Figure III.7 : Diagramme de l'œil avec régénérateur Mamychév.....	32
Figure III.8 : Le signal de sortie du régénérateur Mamychév.....	33

Introduction générale

Introduction générale :

De tout temps, l'histoire nous a montré que nos capacités à communiquer à distance ont une influence considérable sur l'évolution de notre société. La démocratisation actuellement galopante d'Internet et de ses outils informatiques n'a d'ailleurs jamais donné une aussi grande véracité à ce postulat. Le cheminement qui nous amène aujourd'hui à parler d'autoroute de l'information fut long et parsemé d'un bon nombre de chercheurs qui, même s'ils ne portaient pas tous une barbe et des cheveux gris, ont tout de même contribué à tisser cette toile cybernétique qui relie aujourd'hui Moscou, Paris ou New York en une fraction de seconde.

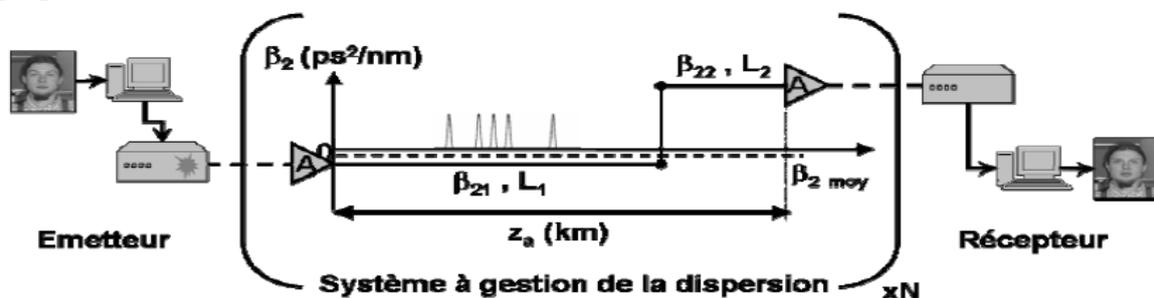
Mais il faudra donc attendre de très longues années pour que notre manière de communiquer se voit fondamentalement révolutionnée à travers l'invention d'un célèbre code par Samuel Morse en 1835, puis du téléphone par Graham Bell en 1876. En effet, grâce à un réseau de câbles électriques, la portée du système devenait soudainement beaucoup plus importante et surtout indépendante des conditions climatiques. Le concept de réseau de télécommunication par câble était né mais le taux de transfert d'informations était encore limité par la faible bande passante, la forte atténuation et le caractère analogique du système. Parallèlement à cette technologie câblée, la technologie air libre connu de réels progrès à partir de 1885 grâce aux communications par ondes Hertziennes qui possèdent l'avantage, ou l'inconvénient, de relier l'ensemble d'une population sans condition d'accès à un réseau câblé, tout en étant quasiment insensibles aux aléas météorologiques. Les télécommunications par ondes Hertziennes ont alors vu leur apogée dans les années 90 avec le lancement de la télévision par satellite mais surtout avec le lancement de la téléphonie mobile qui a bouleversé de manière considérable notre vision du téléphone. Bien que la bande passante des télécommunications par ondes Hertziennes soit très inférieure à celle d'une fibre optique (10-GHz contre plusieurs THz), les télécommunications par satellite restent à l'heure actuelle en sévère compétition avec la fibre optique et sont même devenues le moteur de l'économie des opérateurs de télécommunication.

Le point de départ des télécommunications par fibres optiques est sans aucun doute l'invention et le développement dans les années 60 des LASERS [1] qui, par leur compacité, leur quasi monochromatisme et leur forte puissance, possèdent l'avantage de pouvoir être injectés au sein d'un guide d'onde. La course au toujours plus loin était alors lancée et ne

Introduction générale

devait jamais connaître de fin. La fibre optique, telle que nous l'utilisons actuellement, est le fruit d'une recherche intensive sur de nouveaux guides d'onde faiblement dissipatifs. Grâce à des progrès rapides de chimie, des coefficients de pertes très faibles de l'ordre de 0.2dB/km autour de 1550nm furent atteints dans les années 70, portant ainsi à 95% la quantité de lumière acheminée après 1km de propagation. Parallèlement, la découverte théorique du soliton optique en 1973 par Hasegawa et Tappert [2], puis de son observation expérimentale en 1980 par Mollenauer et ses collaborateurs [3] sont des points marquants de l'histoire des Télécoms. En effet, les chercheurs et les industriels étaient dès lors capables de faire propager une impulsion sans déformation à la vitesse de la lumière, sur de très longues distances et avec une large bande passante. La porte au transport d'informations sous forme optique et binaire était enfoncée et ce fut le point de départ de la course au débit qui engendra des progrès pharaoniques en à peine 20 ans.

D'une manière générale, un système de transmission d'informations par fibres optiques se présente de la façon suivante :



Une information initiale, par exemple une photo, un film, un e-mail ou un mp3... est tout d'abord convertie sous forme électrique et numérique en séquences de bits 1 et 0. Ces séries de 1 et de 0 sont ensuite transcrites sous forme optique grâce à une source laser modulée.

Les séquences d'impulsions optiques ainsi formées se propagent alors au sein d'un système géré en dispersion. Ce système est constitué de N périodes d'amplification ($z_a=L_1+L_2$, typiquement une centaine de kilomètres) à la fin desquelles un amplificateur (A) compense les pertes occasionnées par le système. Finalement, et après une propagation sur plusieurs centaines de kilomètres, par un photorécepteur puis reproduite à l'identique.

Introduction générale

Si dès le départ, les pertes étaient relativement peu élevées, les transmissions longues distances, en particulier transocéaniques, étaient encore interdites par les pertes trop importantes occasionnées par une propagation sur un grand nombre de kilomètres. En effet, au bout de 150km de propagation, le signal initial se trouvait atténué d'un facteur 1000.

C'est donc au début des années 90 que la commercialisation des célèbres amplificateurs à fibre dopée Erbium brisa les limites fixées jusqu'alors par l'atténuation. Les débits et les performances établis dans les laboratoires de recherche augmentèrent alors très rapidement poussés par l'arrivée et le développement fulgurant d'Internet.

Or, à vouloir compacter toujours plus d'informations dans un même laps de temps, il devient inéluctable de réduire la durée des impulsions et par conséquent, à énergie égale, d'augmenter leur puissance crête. Apparurent alors de nouveaux effets jusque-là inconnus ou négligés : le soliton devenant trop sensible à la gigue temporelle, le soliton à gestion de la dispersion fit son apparition. Il fallut alors combattre successivement la dispersion chromatique d'ordre 2 puis d'ordre 3, limiter ensuite les effets non linéaires tout en respectant le rapport signal à bruit ou encore s'affranchir de la dispersion des modes de polarisation. Ces progrès pharaoniques engendrèrent finalement dans les années 2000 des performances à des débits de l'ordre de 40-Gb/s et jusqu'à 100 canaux, ce qui représente pour des communications téléphoniques à 64-kb/s, 60 millions d'appels simultanés.

L'enjeu est donc de construire des systèmes qui, comme un soliton contrebalançant la dispersion chromatique par les effets non linéaires, procurent un certain équilibre aux impulsions optiques à travers les différents effets accompagnant leur propagation. D'autre part, l'électronique pose de grosses difficultés expérimentales pour des cadences supérieures au GHz et est actuellement limitée en bande passante à 40-GHz, le ultra-haut débit reste donc un défi majeur en terme de génération et de caractérisation des impulsions optiques

La réalisation de ce mémoire comporté trois chapitres décrits de la façon suivante :

L'ambition du premier chapitre est de présenter quelques généralités sur la propagation de la lumière dans les fibres optiques ainsi que les différents phénomènes physiques qui lui sont associés Le second chapitre de ce mémoire consiste en la réalisation de boucles à recirculation monocanales pour nos impulsions optiques ultra-courtes cadencées à 160-GHz. Ces boucles de fibres optiques, basées sur la technique maintenant bien établie de la gestion de la

Introduction générale

dispersion, représentent un tronçon d'une ligne réelle de transmission dans laquelle les impulsions sont réinjectées un certain nombre de fois afin de simuler la propagation des impulsions sur de grandes distances (plusieurs milliers de kilomètres). Finalement, le troisième chapitre est consacré à la simulation d'une ligne de transmission basée notamment sur le concept de gestion de la dispersion classique pour des applications de type terrestre en insistant sur leurs limitations.

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

I.1. Introduction aux fibres optiques :

I. 1.1. Structure des fibres standard :

Les fibres optiques sont des guides d'ondes diélectriques constitués essentiellement de silice fondue « SiO_2 ». La structure la plus simple d'une fibre standard est dite « à saut d'indice ». Elle est constituée d'un coeur cylindrique, de rayon a et d'indice n_c , entouré par une gaine cylindrique de rayon b (avec $b > a$) et d'indice n_g légèrement inférieur à celui du coeur (Figure 1). Le revêtement de protection, comme son nom l'indique, est une gaine en plastique qui protège l'ensemble. Le coeur et la gaine sont constitués principalement de silice.

Or, l'augmentation de l'indice du coeur n_c se réalise par adjonction de dopants tels que le germanium « GeO_2 » ou le phosphore « P_2O_5 ». Alors que le Bore « B_2O_3 » ou le Fluor sont utilisés pour diminuer l'indice de la gaine n_g .

Nous présentons dans la Figure 1 une représentation schématique d'une fibre dite « à saut d'indice » ainsi que l'évolution du profil d'indice sur une section transverse de cette fibre.

L'indice est constant et homogène dans le coeur et la gaine de la fibre mais varie de manière discontinue à leur interface. Ces fibres optiques se distinguent de celles dites « à gradient d'indice » dans lesquelles, l'indice décroît de manière continue du centre jusqu'à l'interface coeur-gaine.

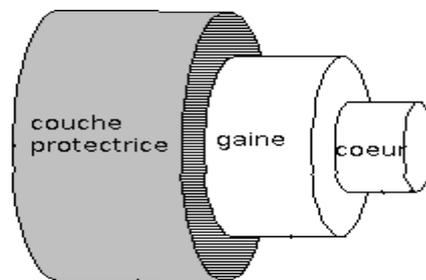


Figure I.1 : Structure d'une fibre optique à saut d'indice.

La différence d'indice coeur/gaine est à l'origine du guidage de la lumière dans les fibres optiques à travers le phénomène de réflexion totale à l'interface coeur/gaine à condition que cette différence d'indice soit de l'ordre de 0,3 %.

Une fibre optique peut supporter un certain nombre de modes transverses à une longueur d'onde λ que l'on peut relier à la fréquence normalisée suivante :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$$

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

Les fibres dites "monomodes" respectent la condition $V \leq 2,405$. Ces types de fibres ont un diamètre du coeur de presque $10 \mu\text{m}$, alors que les fibres dites « multimodes » ont un diamètre du coeur plus grand qui peut atteindre $50 \mu\text{m}$. Les fibres optiques, destinées aux applications de télécommunications, ont un diamètre de gaine standard de $125 \mu\text{m}$.

I.1.2.Principe de fonctionnement :

La fibre optique est un guide d'onde qui exploite les propriétés réfractives de la lumière. Le coeur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé que la gaine et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux matériaux. L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection.

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 optique sans perte, en empruntant un parcours en zigzag. La propagation de la lumière dans la fibre peut se faire avec très peu de pertes même lorsque la fibre est courbée.

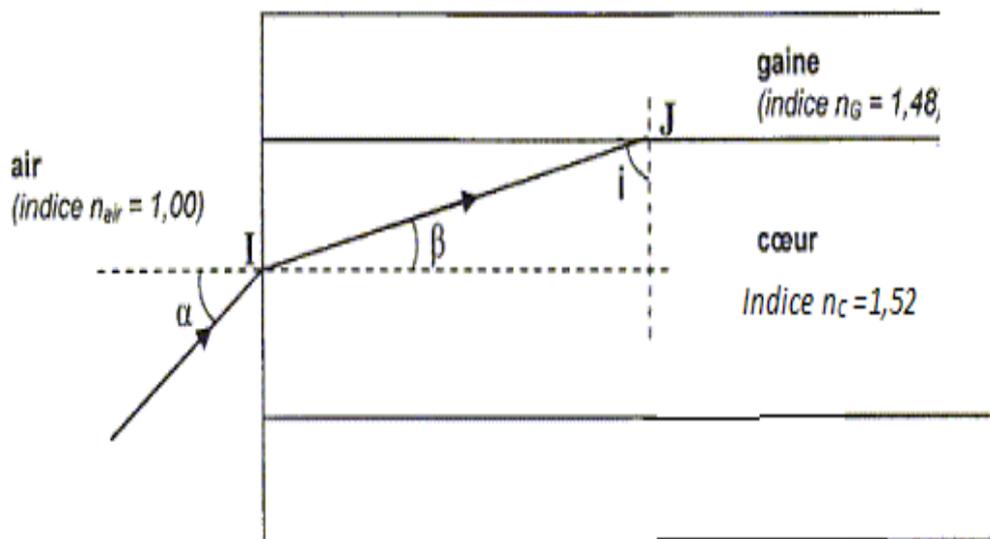


Figure I.2 : propagation dans la fibre optique.

I.2. Pertes de la fibre optique :

La transmission de la lumière par fibres optiques exploite le principe de réflexion totale à l'interface coeur-gaine. Bien que les technologies actuelles permettent de minimiser au mieux les pertes liées au guidage, il existe inévitablement des pertes intrinsèques dues à la diffusion

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

Rayleigh de la lumière par la silice. Si une puissance P_0 est injectée au sein d'une fibre optique de longueur L , la puissance effectivement transmise P_T s'exprimera par :

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha_L L)$$

Où α_L désigne le coefficient de perte linéique de la fibre en km^{-1} .

Mais le coefficient α est en général exprimé en décibel par kilomètre (dB/km) et donné par :

$$\alpha_{db} = \frac{-10}{L} \log \frac{P_T}{P_0} = 4,343 \alpha_L$$

La limite fondamentale des pertes optiques est en fait imposée par la diffusion de Rayleigh qui décroît avec la longueur d'onde en $1/\lambda^4$. La fibre n'étant pas fabriquée de manière parfaite, il résulte du processus de fabrication des variations locales de l'indice de réfraction qui diffuse alors la lumière dans toutes les directions. D'autres facteurs peuvent finalement contribuer aux pertes intrinsèques de la fibre. La présence d'ions OH^- due au processus de fabrication représente des impuretés qui sont responsables d'un pic d'absorption autour de 1400nm. Diverses résonances, ou tout simplement la courbure de la fibre, peuvent également contribuer à augmenter les pertes dans la fibre. Les pertes intrinsèques atteignent toutefois un minimum de 0.2dB/km centré autour de la longueur d'onde de 1550nm qui a donc été choisie pour transmettre les informations sur de longues distances.

I.3.Types de fibres optiques :

Les fibres optiques peuvent être classées en deux catégories selon le diamètre de leur cœur et la longueur d'onde utilisée : Multi mode et Monomode :

I.3.1 : Les fibres multi-modes :

Ont été les premières sur le marché. Elles ont pour caractéristiques de transporter plusieurs modes grâce à la largeur importante du cœur de la fibre. Elles sont caractérisées par un diamètre de cœur de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de micromètres (les cœurs en multi-modes sont de 50 ou 62,5 μm pour le bas débit). La propagation du signal peut se faire de deux façons : à saut d'indices ou à gradient d'indices.

Dans ce type de fibre, la distance parcourue par certains modes diffère de la distance parcourue par d'autres modes. Lorsqu'une impulsion est envoyée dans la fibre, elle se décompose selon les différents modes. Certaines composantes arrivent donc avant d'autres et l'impulsion s'étale.

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

Ce phénomène de dispersion modale n'apparaît bien sûr qu'avec les fibres multi-modes.

Fibres multi-mode à saut d'indice :

Ici, seule la longueur du trajet de chaque mode varie, la vitesse de chacun des modes reste identique.

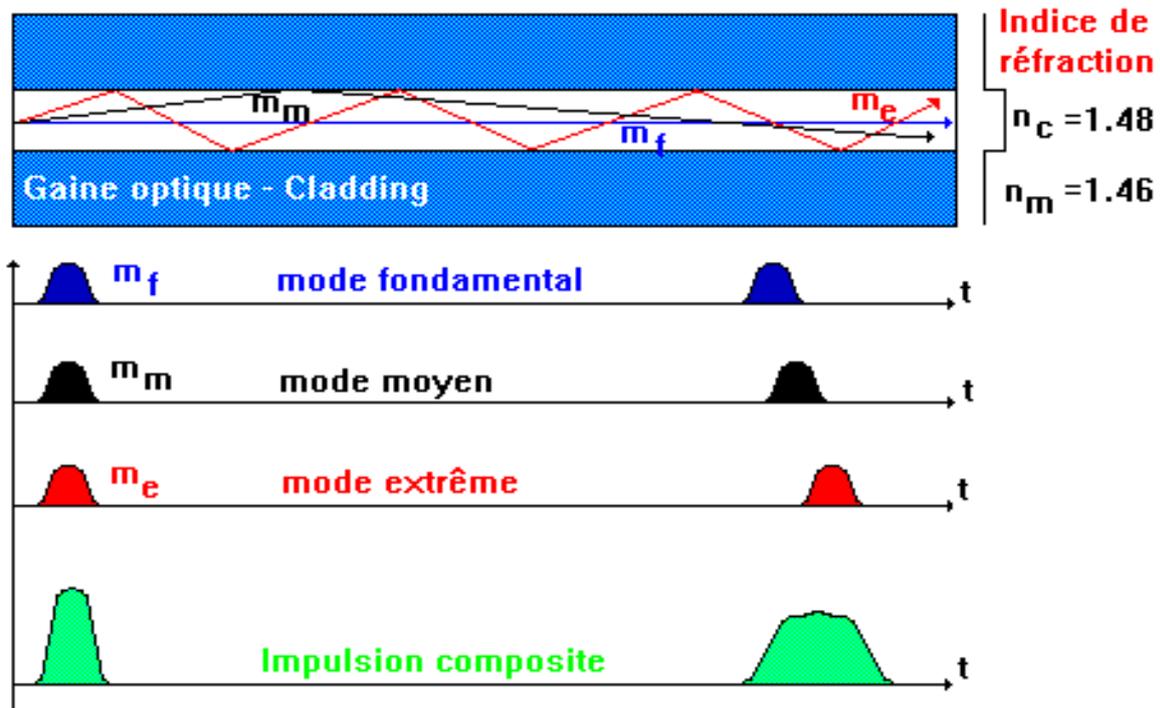


Figure I.3 : Propagation de la lumière dans une fibre optique.

Fibres multi-mode à gradient d'indice :

Ont précisément été développées pour répondre au problème de la dispersion modale. Puisque l'indice de réfraction n n'est pas constant, la longueur du trajet et de la vitesse de propagation de chaque mode va varier. Les modes d'ordre élevé empruntent des trajets plus longs où l'indice de réfraction est plus faible qu'au voisinage de l'axe optique mais avec une vitesse plus importante que les modes d'ordre moins élevés qui se propagent au voisinage de l'axe optique, donc sur des trajets plus courts mais plus lentement. La dispersion modale d'une fibre à gradient d'indice est comparativement plus faible que celle d'une fibre à saut d'indice.

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

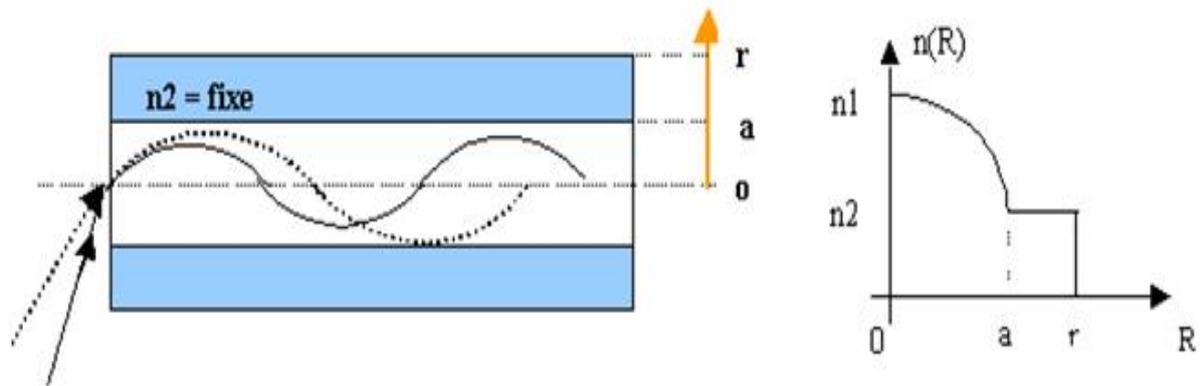


Figure I.4 : propagation de la lumière dans une fibre à gradient d'indice avec le profil d'indice

I.3.2 : les fibres monomodes :

Sont technologiquement plus avancées car plus fines. Elles sont apparues grâce à l'évolution des technologies permettant de fabriquer des fibres avec un cœur très fin. Leur cœur très fin n'admet ainsi qu'un mode de propagation, le plus directe possible c'est-à-dire dans l'axe de la fibre, en théorie, le signal lumineux se déplace donc en ligne droite. En pratique, il se propage au voisinage de l'axe horizontal de la fibre. La bande passante transmise est presque infinie ($>10\text{GHz/km}$). La propagation de la fibre monomode se fait uniquement à saut d'indice.

Le petit diamètre du cœur ($10\mu\text{m}$) nécessite une grande puissance d'émission, donc des diodes au laser qui sont relativement onéreuses.

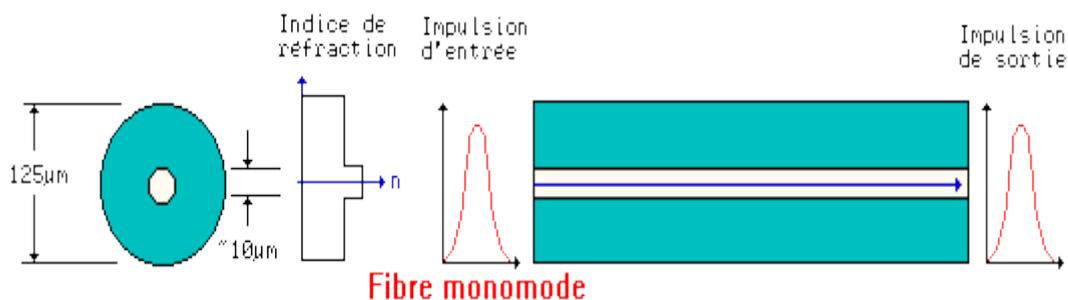


Figure I.5 : les diamètres d'une fibre monomode.

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

C'est grâce à la fibre monomode qu'il est possible d'atteindre des taux d'atténuation très faible sur de longues distances. En effet, par une propagation en ligne droite, il n'y a pas d'atténuation dû à la réfraction du signal sur la gaine optique que l'on retrouve dans le cas d'une fibre multi-mode.

L'avantage d'une fibre optique monomode par rapport à une multi-mode est un meilleur guidage du mode principal est une diminution des pertes dues à l'absence de couplage des modes entre eux. Il faut une distance d'environ 400 mètres pour que la répartition des modes dans la fibre optique se stabilise.

I.4- Dispersion chromatique :

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un matériau diélectrique, elle interagit avec les électrons liés à ce matériau. La dispersion chromatique exprime alors le fait que la réponse de ce milieu, et en particulier son indice de réfraction $n(\omega)$, dépende de la fréquence de l'onde incidente. Loin des fréquences de résonance du matériau, la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la pulsation peut être évaluée avec une bonne approximation grâce aux équations de Sellmeier données par :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{\beta_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{\beta_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2}$$

Où ω_j , λ_j et B_j représentent respectivement la pulsation, la longueur d'onde dans le vide et l'amplitude de la j ème résonance. Comme le montre l'équation précédente, la somme s'étend sur toutes les fréquences de résonance du matériau considéré et correspond, pour une fibre optique en silice dans la plage de longueur d'onde 500-1600nm, à une somme de trois termes ($m=3$) définie par les trois résonances

Suivantes :

M	λ_j (nm)	B_j
1	68.4043	0.6961663
2	116.2414	0.4079426
3	9896.161	0.8974794

La dispersion, dans une fibre optique, ne dépend pas seulement des propriétés dispersives du matériau (silice) car la géométrie et le guide provoquent aussi une dispersion supplémentaire.

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

Mais généralement, dans les fibres standards, la dispersion du guide reste plus faible que la dispersion chromatique du matériau.

Théoriquement, les effets de la dispersion sont exprimés par le développement limité en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega) = n(\omega) \cdot \omega / c$ autour de la fréquence de la porteuse ω_0 suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots + \frac{\beta_m}{m!}(\omega - \omega_0)^m, \\ (\forall m \in \mathbb{N}^*) \end{array} \right.$$

$$\text{avec } \beta_0 = \beta(\omega_0) \text{ et } \beta_m = \left(\frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$$

Notons que les unités des termes β_m sont exprimées en $\text{ps}^m \text{km}^{-1}$.

I.5- Effet Kerr optique :

Lorsqu'une onde lumineuse se propage dans un milieu diélectrique, le champ électrique incident induit un déplacement des charges et une polarisation au sein de ce matériau. Si ce champ est de faible intensité devant le champ atomique du matériau et suffisamment éloigné de ses fréquences de résonances, la réponse du milieu se traduit alors par une réponse proportionnelle au champ incident. Nous sommes alors en présence d'une réponse linéaire, c'est-à-dire que la polarisation induite par le champ extérieur possède la même fréquence que le champ qui lui a donné naissance avec une amplitude qui lui est proportionnelle.

La nature aimant la complexité, la plupart des phénomènes observables peuvent être qualifiés de non linéaires pour peu que leur origine soit suffisamment importante. Dans le cas d'une onde lumineuse, si l'amplitude du champ incident devient trop importante, la réponse du matériau n'est alors plus simplement proportionnelle au champ initial mais fait intervenir différents harmoniques et sera donc qualifiée de non linéaire.

En supposant que la fibre soit isotrope et que le champ électrique initial E soit polarisé rectilignement, la polarisation résultant de l'interaction onde-matière peut alors s'exprimer sous la forme d'un développement en série de puissance de E . Cette série est généralement vue comme la somme de deux contributions : un premier terme dit linéaire **PL**, car proportionnel au champ incident, et un deuxième terme qualifié de non linéaire **PNL**, car proportionnel à des ordres supérieurs de E .

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \frac{3\epsilon_0 \chi^{(3)}}{4} |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} + \dots;$$

Sachant que la polarisation et l'indice de réfraction sont étroitement liés par la relation de Maxwell suivante : $\mathbf{D} = \mathbf{n}^2 \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$

où $\chi(1)$ et $\chi(3)$ sont respectivement les tenseurs de susceptibilité d'ordre 1 et 3 de la silice fondue. le lecteur remarquera l'absence du tenseur de susceptibilité d'ordre 2 χ en effet dans l'équation la fibre optique étant composée de silice fondue sous forme d'un verre amorphe, il n'existe pas de direction privilégiée d'orientation des molécules. Par conséquent, les tenseurs de susceptibilité microscopiques d'ordre 2 sont dirigés aléatoirement et se compensent en moyenne, ce qui annule le tenseur de susceptibilité macroscopique. Finalement, dans une fibre optique homogène, le tenseur de susceptibilité d'ordre 3 $\chi(3)$ sera à l'origine des effets non linéaires de plus petit ordre.

Afin de mettre en évidence les parties linéaires et non linéaires de la relation, transformons celle-ci sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \epsilon_0 [\mathbf{X}^1 + \epsilon_{NL}] \mathbf{E} \\ \epsilon_{NL} &= \frac{3\epsilon_0}{4} \mathbf{X}^3 |\mathbf{E}|^2 \end{aligned}$$

Sachant que la polarisation et l'indice de réfraction sont étroitement liés par la relation de Maxwell suivante : $\mathbf{D} = \mathbf{n}^2 \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$

Nous en déduisons, qu'à une pulsation donnée, l'indice de réfraction n est donné par :

$$\mathbf{n}^2 = \mathbf{1} + \mathbf{X}^1 + \epsilon_{NL} = (\mathbf{n}_0 + \Delta \mathbf{n}_{NL})^2 \approx \mathbf{n}_0^2 + 2\mathbf{n}_0 \Delta \mathbf{n}_{NL}$$

En posant $\mathbf{n}_0 \sqrt{\mathbf{1} + \mathbf{X}^1}$ il vient finalement, qu'à une pulsation ω donnée :

$$\mathbf{n}(\omega, |\mathbf{E}|^2) = \mathbf{n}_0(\omega) + \mathbf{n}_2 |\mathbf{E}|^2$$

Où n_2 représente le coefficient d'indice de réfraction non linéaire donné par :

$$n_2 = 3/8 n_0 \chi(3)$$

Nous pouvons clairement voir dans l'équation que la partie linéaire de la polarisation est responsable de la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la fréquence, tandis que la

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

partie non linéaire engendre une dépendance de l'indice vis-à-vis de l'intensité I , phénomène connu sous le nom d'effet Kerr optique.

Sachant que $I = a|E|^2$ avec $a = 1/2 \xi C n_0$ l'indice de réfraction peut être réécrit de la façon suivante :

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I ; \text{ avec } n_2 I = n_2/a$$

Pour une fibre standard Télécom, $n_2 I$ vaut typiquement de 2.3 à $2.7 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$.

Pour une intensité incidente de $1 \text{Gw}/\text{cm}^2$, Δn_{NL} vaudra donc environ 2.5×10^{-7} , ce qui reste beaucoup plus faible devant $n_0 \approx 1.45$ pour la silice fondue

L'effet Kerr optique ou la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de l'intensité est finalement responsable de bon nombre d'effets que nous détaillerons par la suite, comme l'auto-modulation de phase, la modulation de phase croisée, le mélange à quatre ondes, l'instabilité modulationnelle ou encore l'existence d'impulsions solitoniques.

I.6- Equation de propagation de Schrödinger Non Linéaire :

l'équation de Schrödinger non linéaire (NLS). Comme nous le verrons, cette célèbre équation peut, sous certaines conditions, devenir analytiquement soluble mais elle permet surtout une résolution numérique des problèmes de propagation à l'aide d'un ordinateur. L'avantage de cette résolution numérique est qu'elle permet alors une bonne compréhension des différents phénomènes résultant de la propagation.

Supposons une impulsion lumineuse se propageant dans une fibre optique suivant la direction z et possédant un champ électrique $E(z,t)$ dont l'enveloppe est $A(z,t)$. Notons ω_0 la fréquence de sa porteuse et β_0 sa constante de propagation. L'impulsion s'écrit donc :

$$E(z, t) = A(z, t) \exp[i (\beta_0 z - \omega_0 t)]$$

Nous supposerons ici que l'enveloppe $A(z,t)$ varie lentement dans l'espace et dans le temps devant la porteuse ω_0 . Sous cette condition, le spectre de l'impulsion ainsi que l'ensemble de ses nombres d'onde sont alors respectivement centrés autour, et proches de ω_0 et β_0 de sorte que, nous puissions développer le nombre d'onde en série de Taylor autour de β_0 suivant :

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \beta_0 + \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\partial\beta}{\partial|A|^2}\right)_{|A|=0} |A|^2 + \dots$$

En posant $B = \beta - \beta_0$ $\Omega = \omega - \omega_0$ $\beta_1 = \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)_{\omega_0}$ inverse de la vitesse de groupe v_g et

$\beta_2 = \left(\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_0}$ coefficient de GVD à ω_0 nous pouvons réécrire l'équation précédente en Une

relation de dispersion non linéaire de l'enveloppe comme suit :

$$B = \beta_1 \Omega + \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 + Q |A|^2$$

Où $Q = \left(\frac{\partial\beta}{\partial|A|^2}\right)_{|A|=0}$ représente le coefficient de non linéarité qui s'exprime, d'après

l'équation et sachant que : $\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$: $Q = n_2 \frac{\omega}{c}$

D'autre part, en utilisant la transformée de Fourier (TF) pour qui B équivaut à l'opérateur spatial $-i\partial_z$ et Ω à l'opérateur temporel $i\partial_t$ et en appliquant l'équation à A , nous obtenons l'équation suivante :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + Q |A|^2 A = 0$$

Finalement, en utilisant un système de coordonnées qui se déplace à la vitesse de groupe $V_g = 1/\beta_1$; c'est-à-dire pour lequel $t = t - \beta_1 z$ et en utilisant la notation conventionnelle du terme non linéaire suivant laquelle $\gamma |A|^2$ s'exprime en m-1 avec γ coefficient Kerr non linéaire de la fibre donné par :

$$\gamma = Q = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$$

où A_{eff} est l'aire effective de la fibre optique qui tient compte de la variation de l'intensité le long de la section transverse de celle-ci grâce à la distribution $F(x,y)$ du mode de propagation A_{eff} est définie par :

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{\mathbb{R}^2} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{\mathbb{R}^2} |F(x, y)|^4 dx dy} .$$

Nous obtenons la célèbre équation de Schrödinger non linéaire (NLS) donnée par :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \gamma |A|^2 A$$

Cette équation est à la base de nombreux travaux de recherche dans le domaine des Télécoms et a été démontrée dans les fibres optiques en 1973 par Hasegawa et Tappert. Dans sa version la plus simple, l'équation NLS ne tient compte ni des pertes optiques, ni des termes de dispersion et de non linéarité d'ordre supérieur, mais nous verrons par la suite que cette équation peut être généralisée à d'autres effets. L'équation NLS démontrée par Hasegawa et Tappert permet tout de même de décrire des phénomènes aussi variés que la dispersion chromatique d'ordre 2, l'auto-modulation de phase, l'instabilité modulationnelle ou encore la propagation de solitons.

I.7- Méthode de Fourier à pas divisé :

La méthode de Fourier à pas divisé est une méthode pseudo-spectrale rapide qui permet de résoudre numériquement l'équation de Schrödinger non linéaire. C'est un outil puissant qui, couplé à un bon ordinateur, permet de simuler la propagation d'impulsions dans les fibres optiques, et donc de développer des simulateurs de systèmes de transmission d'informations par fibres optiques. Dans ce mémoire, une grande partie des simulations numériques présentées ont été réalisées à l'aide de cette méthode de résolution et grâce à un programme informatique développés que appelé Optisystem.

Le principe de cette méthode est de considérer l'équation de Schrödinger non linéaire comme pouvant se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{\delta A}{\delta z} = (\widehat{D} + \widehat{N})A$$

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

Ou \hat{D} représente l'opérateur des effets linéaires (ici la dispersion chromatique d'ordre 2) auquel peuvent venir s'ajouter la dispersion d'ordre 3 ou les pertes de la fibre. \hat{N} Représente l'opérateur des effets non linéaires (ici l'auto-modulation de phase) auquel peuvent venir également s'ajouter des effets d'ordres supérieur : effet Raman stimulé, auto-raïdissement ...

Ces opérateurs sont donnés ici par :

$$\hat{D} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad \hat{N} = i\gamma|A|^2A$$

Il est reconnu que la dispersion chromatique et le non linéarité agissent simultanément au cours de la propagation dans la fibre optique. Cependant, la méthode de Fourier à pas divisé est basée sur une approximation qui consiste à dire que sur de très courtes distances de propagation h , les opérateurs \hat{D} et \hat{N} commutent. Les effets linéaires et non linéaires peuvent alors être découplés et appliqués successivement à l'impulsion considérée. Comme le montre la Figure I-2, la propagation entre les points z et $z+h$ se fait donc en deux étapes.

Dans un premier temps, seule la dispersion chromatique est appliquée à l'impulsion ($\hat{N}=0$) Puis, dans un deuxième temps, $\hat{D}=0$ et seuls les effets non linéaires agissent. Dans ces conditions, la résolution de l'équation conduit à deux étapes :

Etape 1 : pas dispersif :

Comme l'opérateur différentiel $\frac{\partial}{\partial t}$ est équivalent à une multiplication par $i\omega$ dans l'espace des Fréquences, pour plus de simplicité, l'opérateur \hat{D} est calculé dans le domaine de Fourier suivant :

$$A'(z+h, t) = TF^{-1} \left[\exp(h \hat{D}) TF [A(z, t)] \right]$$

$$A'(z+h, t) = TF^{-1} \left[\exp\left(i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 h\right) TF [A(z, t)] \right],$$

Etape 2 : pas non linéaire :

L'opérateur \hat{N} s'applique ensuite dans le domaine temporel :

$$A(z+h, t) = \exp(h \hat{N}) A'(z+h, t)$$

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

$$A(z+h, t) = \exp(i\gamma|A|^2 h) A'(z+h, t)$$

En réitérant ces deux opérations un grand nombre de fois grâce à un ordinateur, de proche en proche, nous avons accès au champ électrique en fonction de la distance de propagation et réalisons ainsi une simulation numérique de la propagation de la lumière dans une fibre optique.

I.8- Introduction à la gestion de la dispersion (DM) :

Le paragraphe précédent montre la nécessité absolue pour les systèmes de télécommunication par fibres optiques de s'affranchir de la dispersion chromatique. Cette section donne donc un début de réponse en introduisant de manière très basique le concept de gestion de la dispersion (DM).

La dispersion chromatique d'ordre 2 étant un effet linéaire, l'idée révolutionnaire est de la compenser en faisant propager les impulsions alternativement dans une fibre à régime de dispersion anormale puis dans une fibre à régime normal de sorte que la dispersion totale du système soit proche de zéro. Les deux sections de fibres utilisées successivement pour construire le système doivent donc remplir le critère suivant $D_1L_1 + D_2L_2 = 0$ où D_1 (D_2) et L_1 (L_2) sont la dispersion et la longueur respectivement du premier et du deuxième tronçon.

De plus, nous noterons $z_a = L_1 + L_2$ la période spatiale de ce système. Une impulsion, ici gaussienne (FWHM=10ps), se propageant dans un tel système va donc subir un mouvement périodique composé par un élargissement suivi d'une recompression, mouvement qu'il est coutume d'appeler « respiration ». Après chaque distance de propagation z_a , l'impulsion retrouve ses paramètres initiaux, notamment sa largeur à mi-hauteur (FWHM) observable et normalisée par la largeur initiale.

Chapitre I : Propagation de la lumière dans les fibres optiques

I.9- conclusion :

D'après ce qui précède une impulsion optique qui se propage dans une fibre optique subit des effets non linéaires et dispersifs qui déforme l'impulsion en cours de propagation.

Chapitre II: Optimisation de lignes à haut débit en dispersion

II.1-Introduction :

La deuxième étape de ce projet de mémoire concerne l'étude de boucles à recirculation monocanales d'impulsions optiques ultra-courtes, à ultra-haut débit et fonctionnant sur le concept de la gestion de la dispersion.

La gestion de la dispersion (DM) a été démontrée comme étant un excellent moyen d'améliorer les performances des systèmes de télécommunication par fibres optiques. Cette amélioration résulte très largement de la possibilité d'injecter des impulsions plus énergétiques que le soliton fondamental, ce qui contribue à améliorer le rapport signal à bruit et à diminuer la gigue temporelle. Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction, la gestion de la dispersion consiste à concaténer des segments de fibre ayant des valeurs de dispersion chromatique localement élevées (pour minimiser l'impact des effets non linéaires) et de signes opposés (afin de garder une dispersion moyenne proche de zéro), ce qui permet de conserver le profil d'intensité initial.

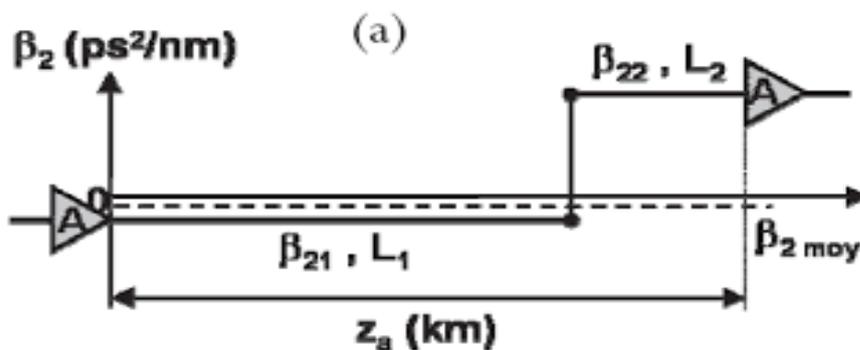


Figure II-1 Système à gestion de la dispersion classique.

Comme le montre la Figure II-1, dans un système à gestion de la dispersion classique (DMC), la longueur de la période de dispersion, appelée également motif élémentaire ou map de dispersion, est en général égale, voire supérieure, à la distance d'amplification, typiquement une centaine de kilomètres.

Or, comme l'illustre clairement la Figure II-1 l'impulsion voyageant dans un tel système subit alors de fortes respirations qui engendrent de grandes variations de sa largeur et de sa puissance crête. Les impulsions, situées parfois à plus de 700 temps bits, se recouvrent alors largement et périodiquement, ce qui renforce l'influence des effets non linéaires intra-canaux.

Chapitre II: Optimisation de lignes à haut débit en dispersion

En effet, lorsqu'une séquence pseudo-aléatoire composée de « 0 » et de « 1 » se propage dans un système à gestion de la dispersion classique, il se crée des échanges d'énergie lors du recouvrement entre impulsions voisines.

Ces échanges d'énergie sont essentiellement dus à deux effets non linéaires. Le mélange à quatre ondes intra-canal est responsable de l'apparition d'impulsions dites « fantômes » sur les bits de type « 0 », et par conséquent, responsable également de la fluctuation du niveau des « 1 ». Le deuxième effet non linéaire est la modulation de phase croisée intra-canal qui, par combinaison avec la dispersion chromatique, est responsable à la fois d'une gigue temporelle des bits de type « 1 » mais participe également à leur gigue d'amplitude. Finalement, en présence de ces effets non linéaires, il est à l'heure actuelle relativement difficile de propager des impulsions à un débit supérieur à 40-Gb/s dans ce système de gestion de la dispersion classique sur des distances dépassant le millier de kilomètres.

Afin de pallier ce problème majeur et pouvoir ainsi envisager la transmission d'informations à ultra-haut débit (>40-Gb/s) sur des distances transocéaniques, Liang et Hasegawa proposèrent en 1999 d'utiliser un système géré en dispersion dans lequel le motif élémentaire aurait une longueur bien inférieure à la période d'amplification. Cette technique est baptisée gestion de la dispersion dense (DDM) permet de limiter l'amplitude des respirations et donc de diminuer le recouvrement entre impulsions voisines pour finalement réduire les effets non linéaires inter-canaux qui lui sont associés.

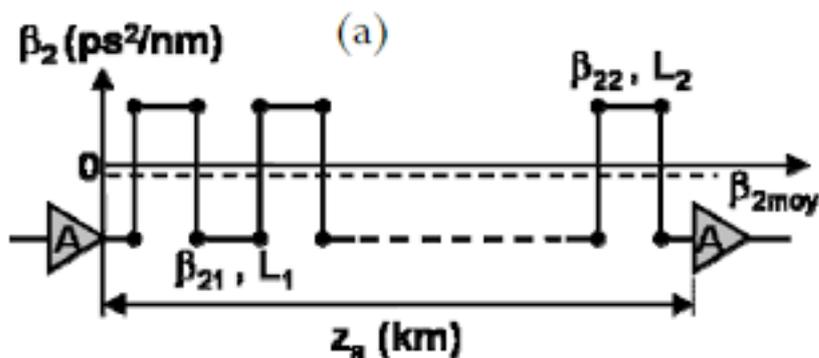


Figure II-2 : Système à gestion de la dispersion dense.

Chapitre II: Optimisation de lignes à haut débit en dispersion

Dès sa parution dans la littérature, la technique de gestion de la dispersion dense fut à la base de bon nombre de travaux théoriques, principalement à 160-Gb/s. Malheureusement, cette innovation technologique majeure en terme de fabrication de fibre optique n'a étonnamment connu aucune suite.

Cependant, cette méthode analytique de calcul des cartes de dispersion, qui est une méthode de gestion de la dispersion moyenne qualifiée de méthode ADM (Average - Dispersion Managed system) n'avait jusqu'à lors fait l'objet d'aucune validation.

II.2- Principe de la boucle à recirculation :

Pour des raisons évidentes de logistique et de budget, il nous est impossible de reproduire en laboratoire un système de télécommunication par fibres optiques de type terrain. En effet, comme l'illustre la Figure II-3(a), un dispositif réel relaie des informations d'une ville à l'autre à travers un réseau de fibres optiques de plusieurs centaines, voire plusieurs milliers de kilomètres, longueur de fibre et nombres d'instrument alors impossible à rassembler au sein d'un même laboratoire.

Afin de pallier ce problème, l'astuce est donc d'utiliser une boucle à recirculation d'impulsions. Le principe général en est schématisé sur la Figure II-3(b). La boucle à recirculation représente en fait un tronçon, ou période d'amplification, d'une ligne réelle de transmission dans laquelle les impulsions sont réinjectées un certain nombre de fois afin de simuler la propagation des informations sur de grandes distances (plusieurs milliers de kilomètres).

Un coupleur permet l'entrée, la sortie et la recirculation du signal au sein de la boucle, tandis qu'un jeu d'acousto-optiques permet de synchroniser l'ensemble. Le premier acousto-optique, AO1, permet simplement de remplir la boucle L'AO2 se ferme quand le début du train d'impulsions atteint la fin de la boucle et reste fermé tout au long de la propagation.

Finalement, l'AO3 permet d'analyser le signal au sortir de la boucle à un nombre de tours précis et donc à une distance donnée.

Chapitre II: Optimisation de lignes à haut débit en dispersion

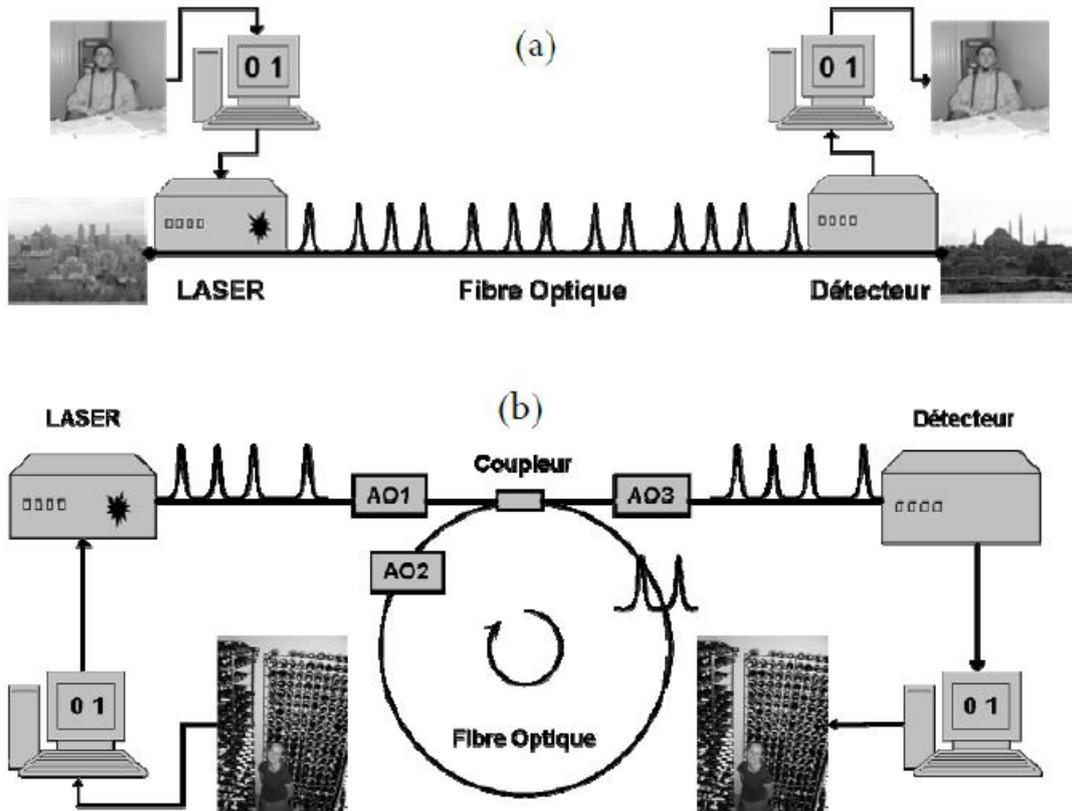


Figure II-3 (a) Principe d'un système de télécommunication par fibres optiques de type terrain (b) Principe d'une boucle à recirculation, AO : acousto-optique.

II.3- Etude de ligne à gestion de la dispersion classique :

II.3.1-Introduction :

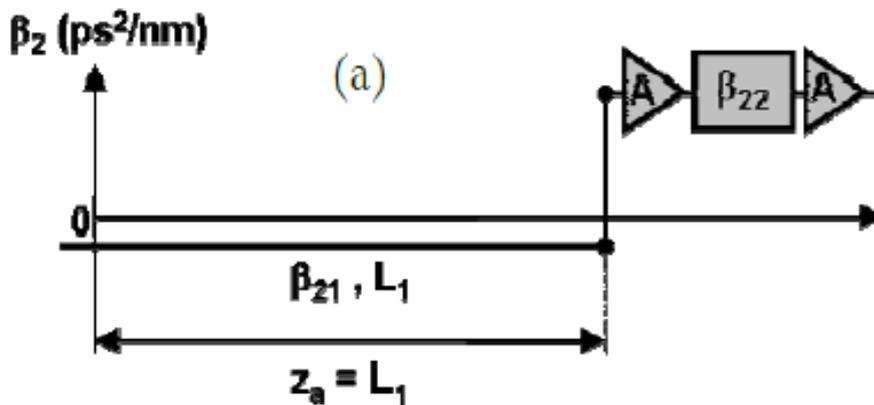


Figure II-4 : gestion de la dispersion de type classique (DMC),

Chapitre II: Optimisation de lignes à haut débit en dispersion

La gestion de la dispersion de type classique (DMC), à savoir un motif de dispersion composé de 100km de SMF et environ 20km de DCF, a été démontrée comme étant un excellent moyen d'améliorer les performances des systèmes de télécommunication par fibres optiques.

En particulier, la gestion de la dispersion classique permet d'injecter des impulsions plus énergétiques que le soliton fondamental et de contribuer ainsi à améliorer le rapport signal à bruit et à diminuer la gigue temporelle.

En effet, un train d'impulsions voyageant dans un tel système subit de forts et très néfastes effets non linéaires. Ces effets, dits intra-canaux, sont essentiellement dus aux échanges d'énergie occasionnés par le recouvrement des impulsions lors de leur cycle de respiration et sont d'une part responsables de l'apparition d'impulsions fantômes et de la fluctuation du niveau des «1» pour le mélange à quatre ondes et d'autre part responsables de la gigue temporelle mais également d'amplitude pour la modulation de phase croisée intra-canal.

Il convient aussi de préciser que ces systèmes à gestion de la dispersion classique, schématisés ici sur la Figure précédente, sont déjà très répandus chez les opérateurs qui ont construit leurs premiers systèmes, notamment terrestres, sur la base d'une seule fibre déroulée et enterrée, généralement de la SMF-28 (G652), accompagnée d'une compensation de la dispersion chromatique sous la forme d'un module situé à chaque site d'amplification, typiquement tous les 80 ou 100km. De plus, et dans un contexte bilatéral de demande croissante en matière de haut débit et d'économie en matière du coût du bit, l'intérêt et la volonté des opérateurs sont donc de pouvoir faire fonctionner ces systèmes DMC.

La carte ou « map » de dispersion classique est à l'origine de bon nombre de travaux numériques et expérimentaux qui ont tous eu pour but de repousser les limites de ce dispositif.

II.3.2- Maps asymétriques et symétrique :

Afin d'augmenter les capacités de transmission d'une telle carte de dispersion, nous proposons ici d'utiliser une map DMC dite « symétrique » et schématisée ici sur la Figure II-5. L'idée est, en effet, d'appliquer au cas terrestre les solutions apportées aux transmissions longues distances, à savoir le soliton géré en dispersion. En effet, la propriété la plus importante du soliton DM réside dans la périodicité de son évolution dynamique. Dans une ligne de transmission constituée de fibres à dispersion alternativement positive et négative,

Chapitre II: Optimisation de lignes à haut débit en dispersion

nous avons vu que l'impulsion exécutait des déformations très importantes : elle s'élargit et se comprime au rythme de l'alternance des segments de fibres de dispersion positive et négative. Il apparaît malheureusement que le non linéarité et les pertes induites par les fibres optiques influencent considérablement cette dynamique.

En effet, la présence de ces deux effets réduit fortement la possibilité, pour une impulsion quelconque, de retrouver exactement sa configuration initiale après un cycle d'élargissement et de compression. Autrement dit, dans l'espace des paramètres, une impulsion se propageant dans une ligne à gestion de la dispersion classique donnera généralement lieu à une trajectoire qui s'éloigne des paramètres d'entrée de ligne.

Un soliton DM est donc une impulsion dotée de la propriété très puissante de retour périodique à sa configuration initiale après une distance qui doit être une petite fraction de la distance totale de la liaison. Pour obtenir un tel comportement périodique, la ligne de transmission doit elle-même être périodique, c'est-à-dire constituée par la répétition d'un même motif de base. Or, dans une ligne à gestion de la dispersion classique, ou map asymétrique représentée ici sur la Figure II-5(a), les impulsions non chirpées en entrée de ligne ne sont pas dotées d'une aptitude de retour à la configuration initiale et ne sont donc pas des solitons DM au sens strict du terme.

Le soliton DM est généralement transmis dans une ligne dont le motif élémentaire est lui-même symétrique. Cette ligne de transmission, appelée map symétrique, est schématisée sur la Figure II-5(b). Son principe est simplement d'incorporer la fibre de compensation au milieu de la fibre de transmission de sorte à avoir un point de symétrie au milieu de la ligne. Ce type de ligne supporte alors la présence de soliton DM et c'est donc ce type de lignes que nous allons maintenant étudier.

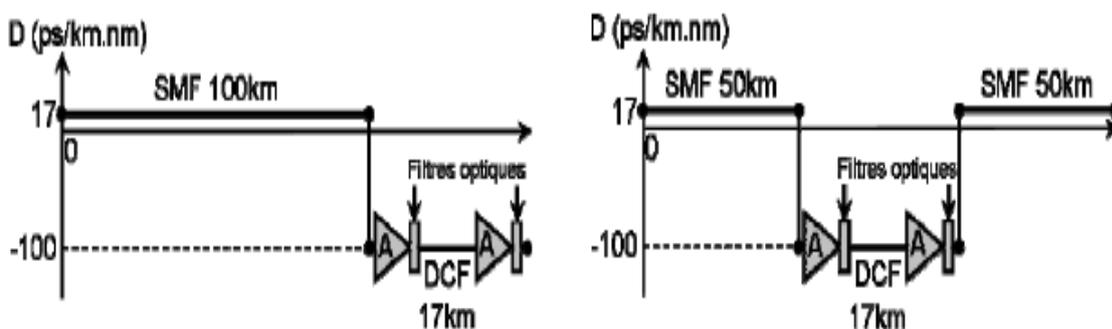


Figure II-5 : (a) Map de dispersion classique asymétrique (b) Map de dispersion symétrique.

Chapitre II: Optimisation de lignes à haut débit en dispersion

La configuration asymétrique nécessite l'injection d'une puissance moyenne et donc d'une puissance crête assez importante. Par conséquent, la map asymétrique sera d'une part nettement plus sensible à la modulation de phase croisée et donc à la gigue temporelle.

II.4- Conclusion :

Pour améliorer encore la qualité du signal on peut le régénérer d'une manière tout optique en utilisant le régénérateur de Mamyshev en modifiant ses trois paramètres .A savoir que le Régénérateur de Mamyshev est constitué d'un amplificateur de puissance P, d'un filtre passe-bande $\Delta\lambda$ et d'une fibre HFNL de longueur L .On utilisera ce dispositif dans le troisieme chapitre.

Chapitre III : Simulations numériques

Introduction :

la gestion de la dispersion classique qui a pour particularité d'utiliser un seul tronçon de fibre standard (SMF) compensé par une fibre fortement dispersive (DCF), a été reconnue comme étant le meilleur moyen d'optimiser les lignes préexistantes et multiplexées en longueur d'onde à 10 et 40-Gbit/s. Cependant, en vue des futures transmissions optiques à très haut débit et dans le contexte économique actuel que connaissent les télécommunications qui privilégient la réduction du coût bit, le passage vers un débit de 160-Gbit/s semble être un prochain palier. C'est dans ce contexte que nous présentons par simulation la transmission des données dans une ligne DDM fonctionnant à ultra haut débit(=160 Gbit/s) .

Simulations :

Dans un premier temps, nous avons réalisé une série de simulations numériques afin d'évaluer l'influence des différents paramètres des lignes de transmission asymétriques et symétriques, d'entrouver la configuration optimale et d'en comparer les performances respectives. Toutes les simulations présentées dans cette section ont été réalisées grâce à un logiciel de simulation nommée OptiSystem.

Chapitre III : Simulations numériques

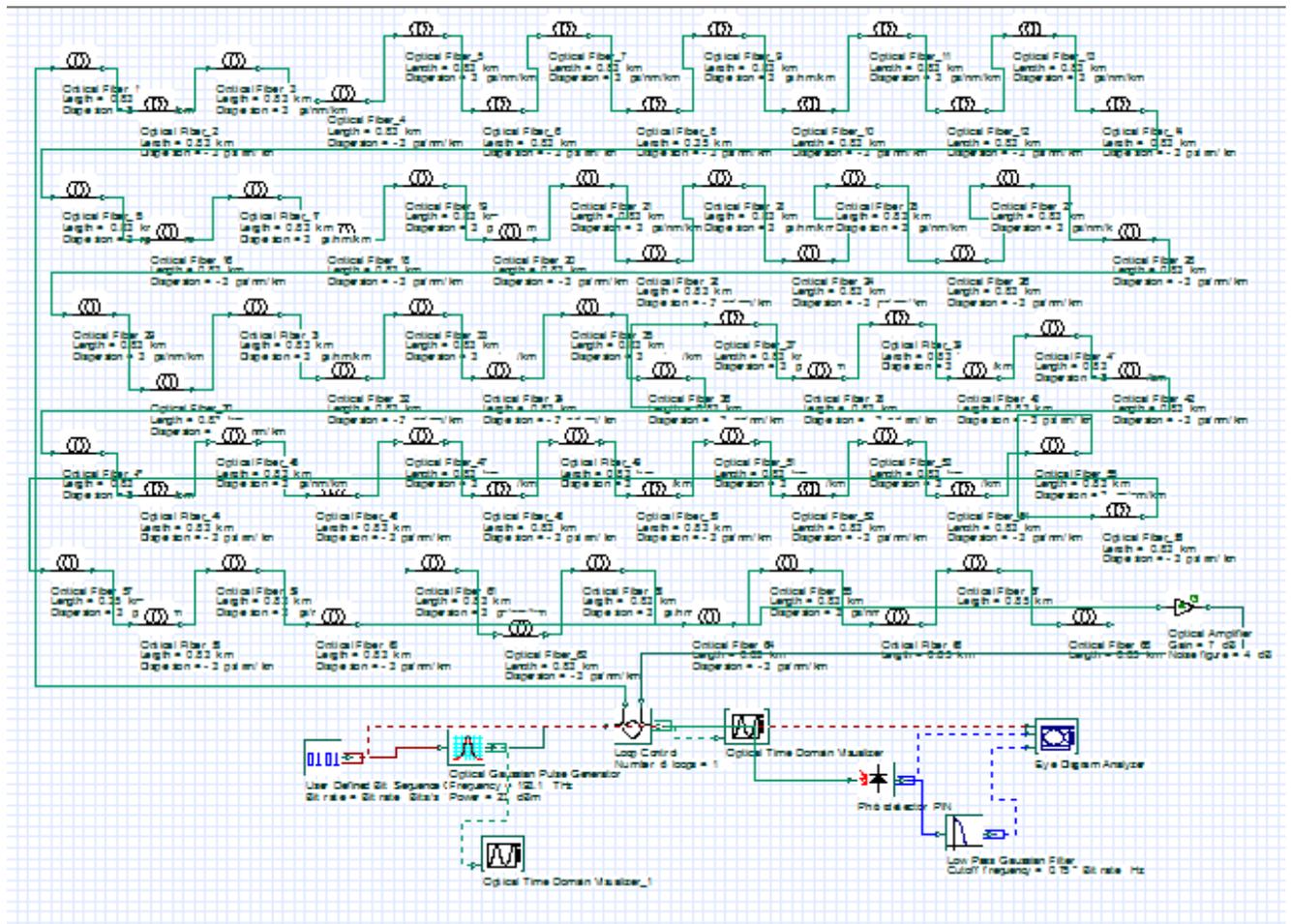


Figure III.1 : montage de la ligne DDM.

Tableau 1 : paramètres de la fibre optique.

Fibre	D(ps/km.nm ²)	Longueur(km)
SMF	+3	0.83
DCF	-3	0.83

Chapitre III : Simulations numériques

Diagramme de l'œil après 50 km de propagation :

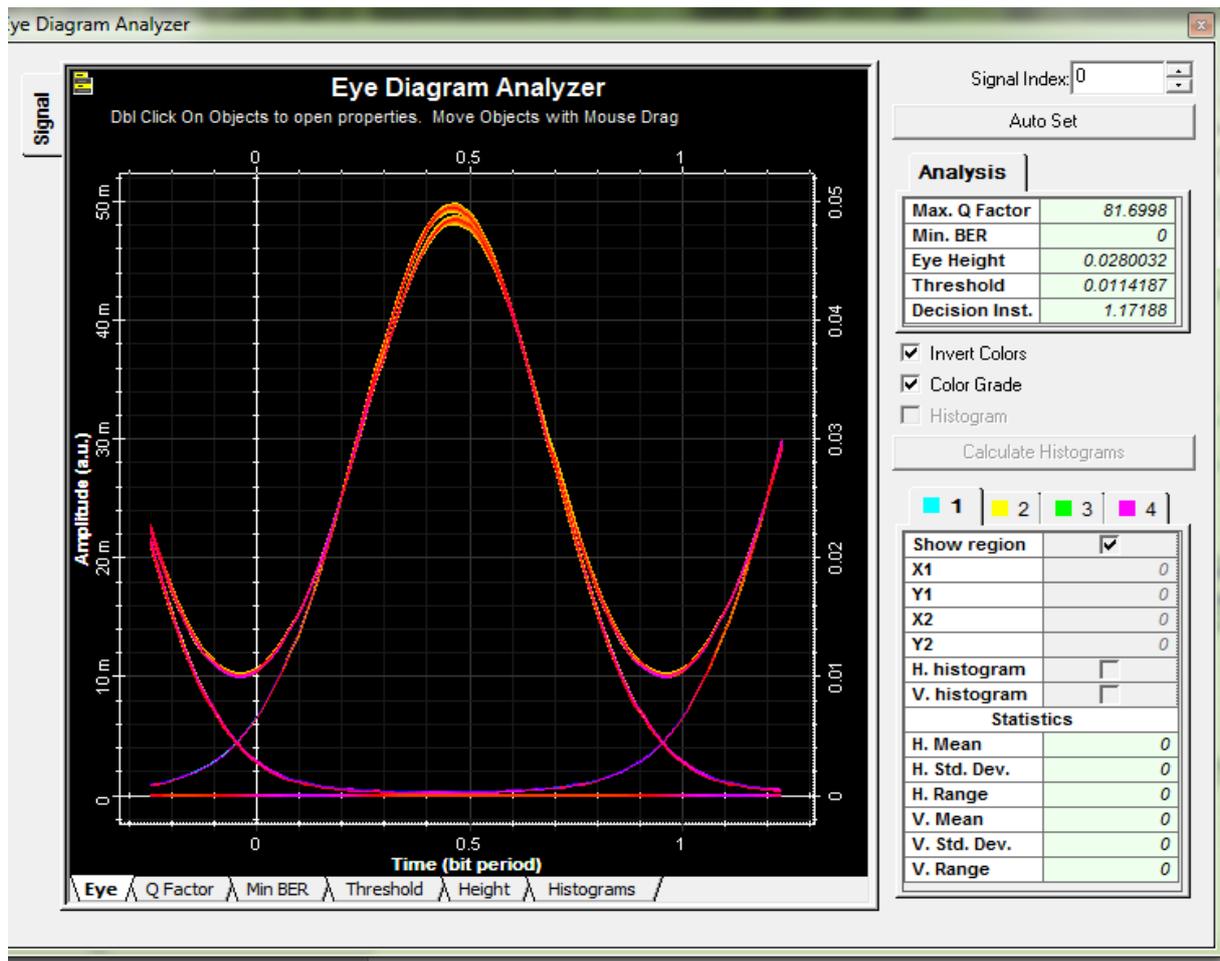


Figure III.2 : diagramme de l'œil de la ligne DDM.

Après une distance de propagation de 50 km avec un débit de 80 Gb/s nous avons obtenu un coefficient de qualité $Q = 81.6998$ et un $TEB = 0$

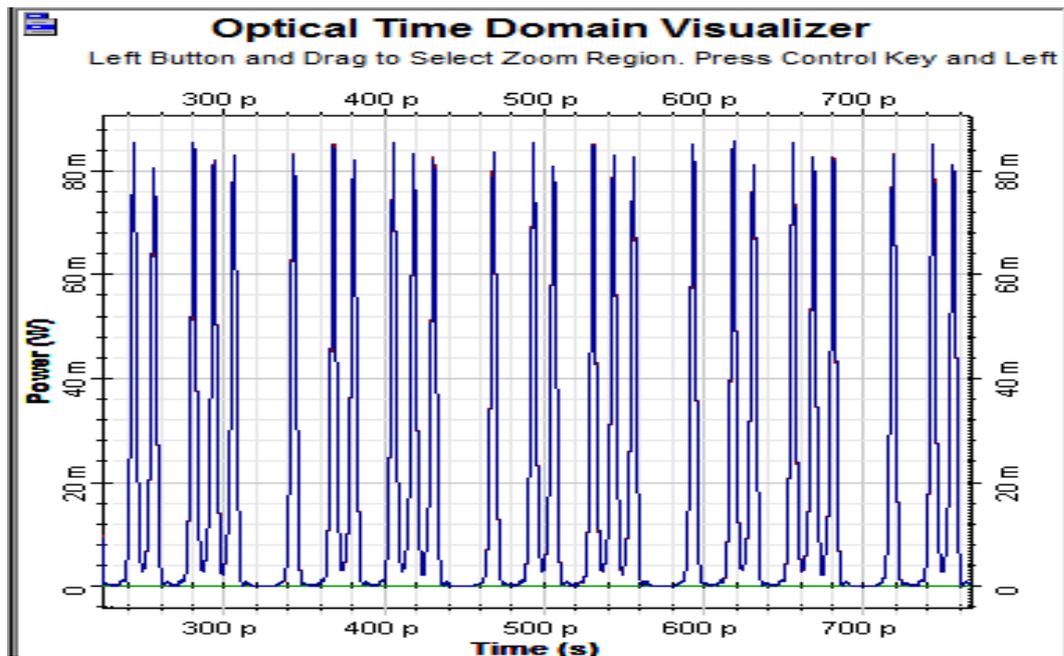


Figure III.3 : visualisation de signal optique après 50 km.

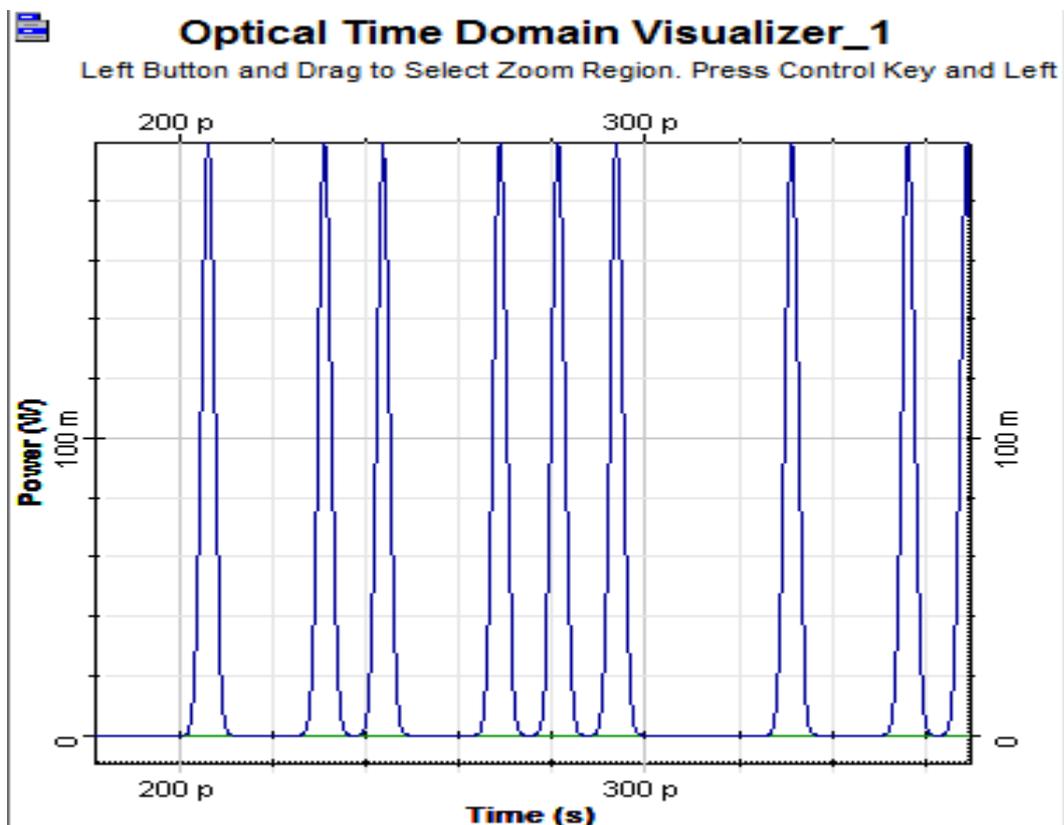


Figure III. 4 : le signal lumineux à la sortie de modulateur mach-zender

Chapitre III : Simulations numériques

Simulation de système de compensation de la dispersion à configuration asymétrique

En bout de ligne en utilise le régénérateur de Mamychev pour la correction

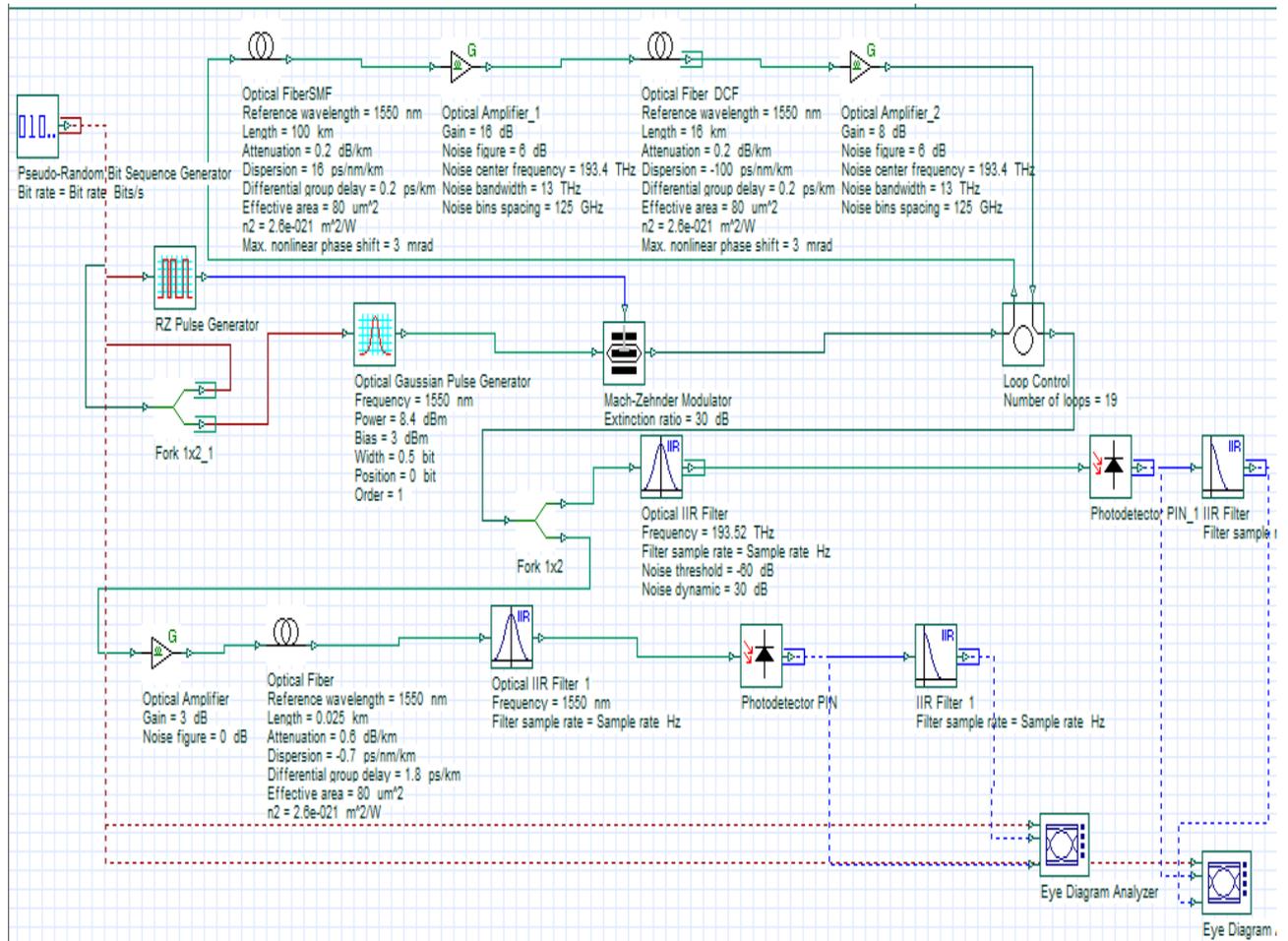


Figure III.5 : simulation de la ligne de transmission de 2200km

Chapitre III : Simulations numériques

Avec le logiciel optisystem nous avons obtenu les performances suivantes :

Le coefficient de qualité : $Q = 5.58234$

Le TEB = 8.58446×10^{-9}

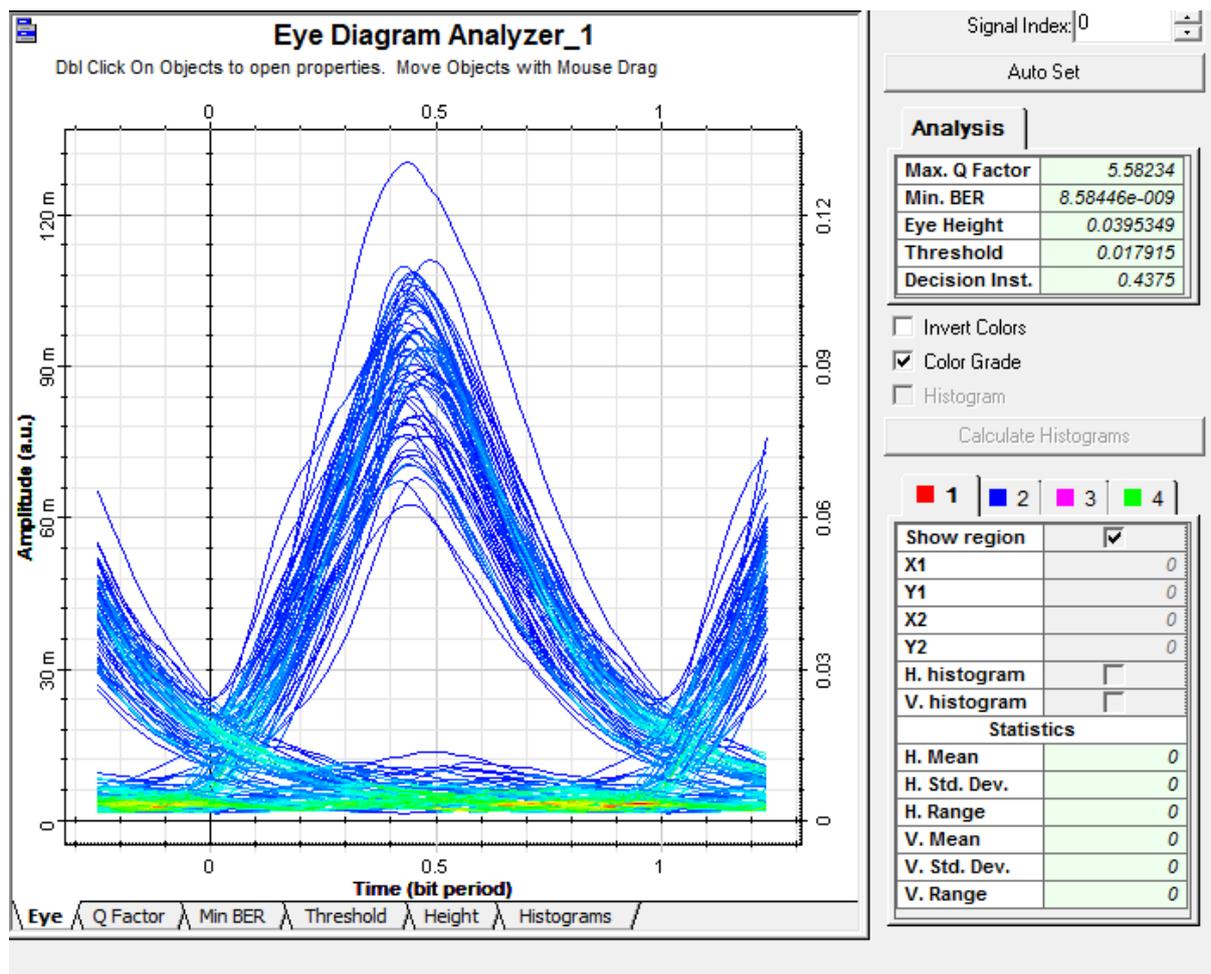


Figure III.6 : diagramme de l'œil sans régénérateur Mamychev.

Chapitre III : Simulations numériques

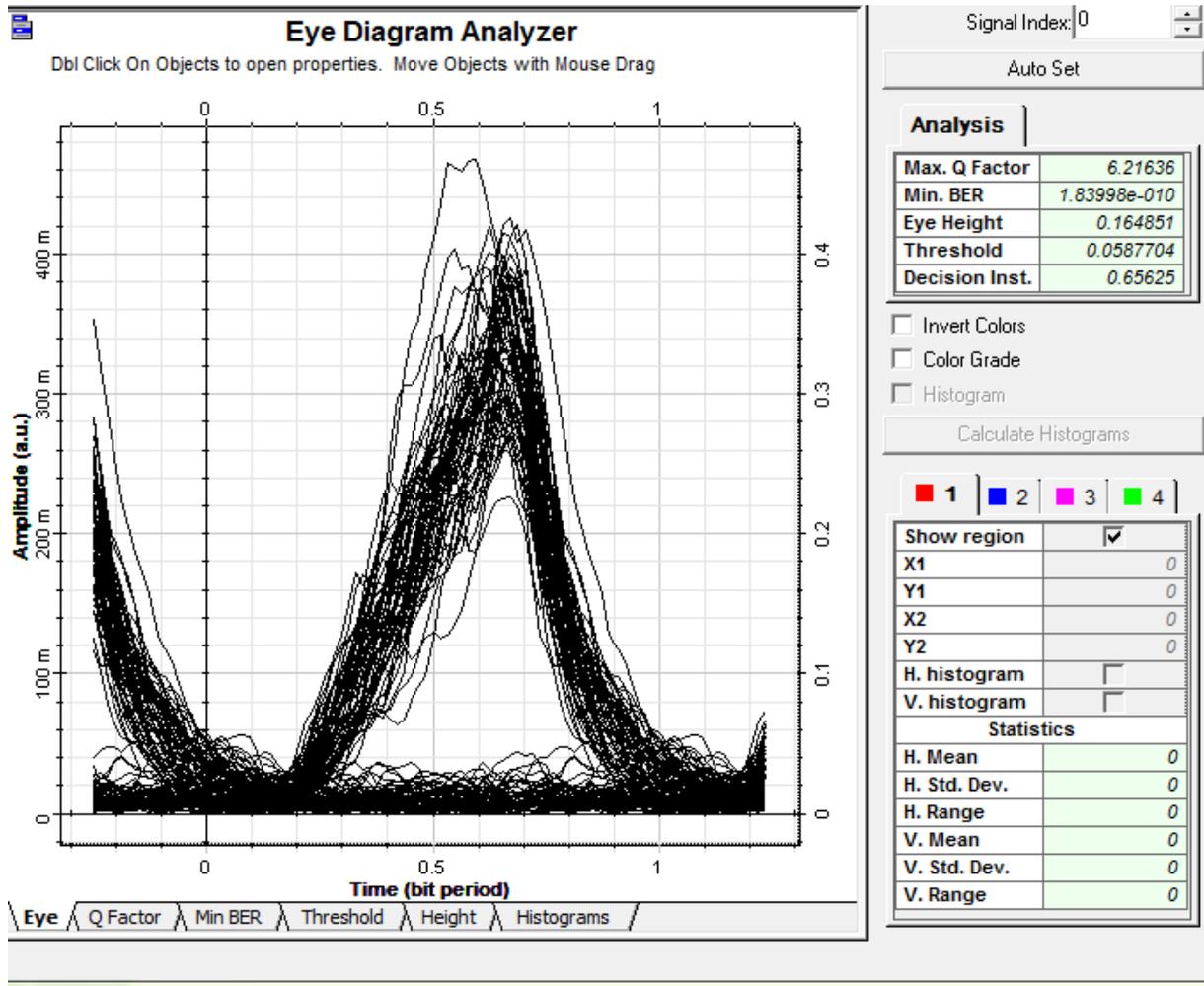


Figure III.7 : diagramme de l'œil avec régénérateur Mamychev.

Le coefficient de qualité : $Q=6.21636$

Le TEB : 1.839×10^{-10}

Le débit = **160 Gb/s**

La puissance = **8.4 dbm**

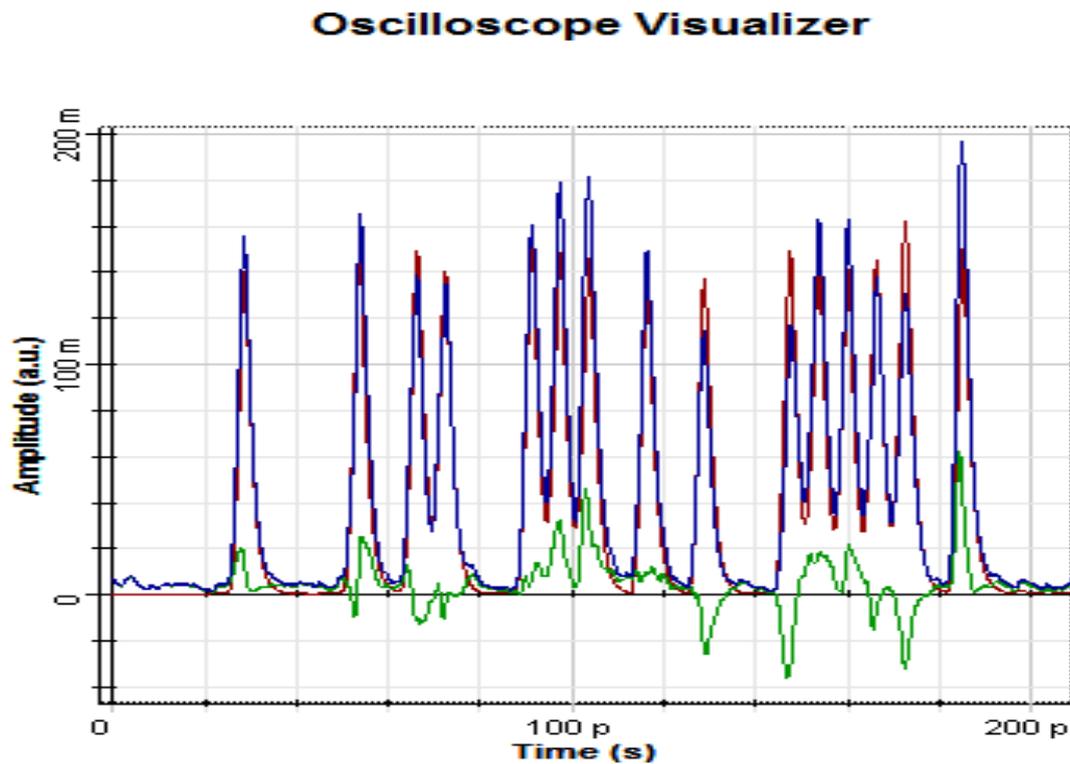


Figure III.8 : le signal de sortie du régénérateur Mamychev.

Nous observons clairement que l'absence de bruit optique tend à améliorer la distance maximale de propagation, ce qui prouve que le bruit est bien un des effets limitatifs majeurs pour les systèmes réels.

Conclusion :

Après avoir neutralisé les distorsions par les techniques de compensation permettant d'augmenter de plus en plus la portée de transmission, il reste néanmoins les effets non linéaires inter-canaux qui perturbent les informations.

Conclusion générale

Conclusion générale :

Dans ce travail, nous avons établi des règles simples et efficaces permettant le design d'une ligne de télécommunication par fibre optique basée sur la gestion de la dispersion dense en vue d'applications à ultra haut débit (>160 Gbit/s).

Ce sujet s'inscrit dans le contexte général des télécommunications par fibres optiques à ultra-haut débit. Les limitations aujourd'hui des transmissions à ultra-haut débit découlent d'un grand nombre d'effets connus et relativement maîtrisés.

La deuxième étape de ce projet de mémoire concerne l'étude de boucles à recirculation monocanales d'impulsions optiques ultra-courtes, à ultra-haut débit et fonctionnant sur le concept de la gestion de la dispersion.

Références :

- [1] A. H. Liang *et al.*, *Opt. Lett.* **24**, pp 799, 1999.
- [2] H. Anis *et al.*, ECOC'99, Nice, 1999.
- [3] J Fatome *et al.*, *Opt. Express.* **11**, pp 1553, 2003.
- [4] P. V. Mamyshev *et al.*, *Opt. Lett.* **24**, pp 1454, 1999.
- [5] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in Ruby masers," *Nature*, vol. 187, pp. 493, 1960.
- [6] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," *Appl. Phy. Lett.*, vol. 23, pp. 142, 1973.
- [7] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, pp. 1095-1098, 1980.
- [8] J. P. Gordon, "Interaction forces among solitons in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 8, pp. 596-598, 1983.
- [9] V. E. Zakharov and S. Wabnitz, *Optical Solitons: Theoretical challenges and industrial perspectives*: Springer Verlag, 1999.
- [10] R. Ludwig, U. Feiste, S. Diez, C. Schubert, C. Schmidt, H. J. Ehrke, and H. G. Weber, "Unrepeated 160Gbit/s
- [11] RZ single-channel transmission over 160km of standard fibre at 1.55 μ m with hybrid MZI optical demultiplexer," *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1405-1406, 2000.
- [12] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Third ed. New York: Academic press, 2001.
- [13] K. Emura, "Multi-Terabit/s DWDM; Technologies and perspectives," presented at OFC'01, Anaheim, 2001.
- [14] Wikipédia -