Système de communication par modulation de phase différentielle de solitons

Marc Hanna

▶ **To cite this version:**

Marc Hanna. Système de communication par modulation de phase différentielle de solitons. Physique [physics]. Université de Franche-Comté, 2000. Français. NNT : . tel-00519892

HAL Id: tel-00519892
https://theses.hal.science/tel-00519892

Submitted on 21 Sep 2010

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

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

Système de communication par modulation de phase différentielle de solitons

Marc Hanna

4 octobre 2000

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au laboratoire GTL-CNRS Telecom à Metz associé au CNRS (UMR 6603), et au laboratoire d'optique P. M. Duffieux de l'université de Franche-Comté (UMR 6603).

Je tiens en premier lieu à remercier J.-P. Goedgebuer, professeur à l'Universite de Franche-Comté, pour m'avoir accueuilli au sein de son laboratoire.

Mes remerciements vont également à H. Porte, directeur de recherche au CNRS, pour m'avoir confié ce sujet de recherche, et pour son soutien au cours de ces trois années de travail.

Je remercie vivement W. T. Rhodes, professeur au Georgia Institute of Technology, d'avoir accepté de présider le jury.

J'exprime ma profonde reconnaissance à M. Douay, professeur à l'Université de Lille, et à P. Georges, directeur de recherche au CNRS, pour avoir été rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie également J.-P. Hamaide, directeur de recherche à Alcatel, d'avoir examiné ce travail.

Enfin, un grand merci aux dénommés Membrax, Jibou, la grande Max, la grosse Max, le Stef, Nicole la folle, Skalwé, Pal, Sam Sag', Joujoud, Souja-sun, Rouan-les-pins, mes camarades de laboratoires, ainsi qu'au clan Mondétourien, Plaudérien, et à Galet.

Table des matières

Liste des acronymes v

Introduction **1**

1 Les communications optiques par solitons **5**

1.1 Caractéristiques des fibres optiques 5

1.1.1 Atténuation 5

1.1.2 Dispersion chromatique 6

1.1.3 Dispersion de polarisation 7

1.1.4 Effets non linéaires 7

1.2 Les solitons temporels dans les fibres optiques 9

1.2.1 Établissement de l'équation de propagation 10

1.2.2 La théorie de diffusion inverse 13

1.2.3 La méthode de résolution numérique *split-step Fourier* 13

1.3 Systèmes de communication basés sur les solitons 15

1.3.1 Les amplificateurs optiques 15

1.3.2 Stabilité du soliton aux perturbations 16

1.3.3 Phénomènes limitant les performances des systèmes de communication par solitons 18

1.3.4 Techniques de contrôle en ligne 20

1.3.5 Techniques de multiplexage 23

1.3.6 Transmissions utilisant la gestion de dispersion 24

1.3.7 Performances atteintes 25

2 La source soliton **27**

2.1 La génération de solitons pour les systèmes de télécommunications: état de l'art 27

2.1.1 Cahier des charges 27

2.1.2 Génération d'impulsions solitons avec un laser semiconducteur . . . 28

2.1.3 Génération de solitons utilisant un laser à fibre 31

2.1.4 Techniques de compression d'impulsions 32

2.2 Commutation de gain d'un laser DFB et compression linéaire d'impulsions chirpées 32

2.2.1 Structure d'un DFB 32
2.2.2 Principe de la commutation de gain 35
2.2.3 Compression linéaire d'impulsions chirpées 38
2.3 Simulations 40
2.3.1 Modèle utilisé 40
2.3.2 Ajustement des paramètres physiques du laser 40
2.3.3 Résultats 41
2.4 Dispositif expérimental 43
2.4.1 Caractérisation d'impulsions courtes 43
2.4.2 Mesures de dispersion 44
2.4.3 Résultats expérimentaux 45

3 Systèmes de communication cohérents solitons 51
3.1 Nouveau schéma de modulation/multiplexage envisagé 51
3.1.1 La modulation de cohérence 51
3.1.2 Principe du codage/multiplexage 52
3.1.3 Le CDMA optique 56
3.2 Évaluation de la stabilité de la phase : traitement perturbatif 59
3.2.1 La théorie des perturbations de l'ESNL 59
3.2.2 Calcul de la gigue de phase introduite par les amplificateurs optiques 62
3.2.3 Contrôle de la gigue par filtrage en ligne 64
3.3 Simulations numériques 65
3.3.1 Validation du calcul perturbatif 66
3.3.2 Simulation du système complet 68
3.4 Étude du taux d'erreur binaire 69

4 Étude expérimentale 73
4.1 Caractérisations préliminaires 73
4.1.1 Dispersion de la DSF 73
4.1.2 Caractéristiques des amplificateurs optiques 74
4.1.3 Filtres optiques 75
4.2 Vérification du principe de modulation de phase différentielle 76
4.3 Étude expérimentale de la gigue de phase des solitons 79
4.3.1 Principe de la mesure 79
4.3.2 Montage expérimental 82
4.3.3 Résultats 88

Conclusion 97

Bibliographie 99

Liste des acronymes

	Signification anglaise	**Signification française**
ASE	Amplified Spontaneous Emission	Émission Spontanée Amplifiée
BER	Bit Error Rate	Taux d'Erreur Binaire
CDMA	Code-Division Multiple Access	Accès Multiple Multiplexé par Codes
DBR	Distributed Bragg Reflector	Miroir de Bragg Distribué
DCF	Dispersion Compensating Fiber	Fibre à Compensation de Dispersion
DDF	Dispersion Decreasing Fiber	Fibre à Dispersion Décroissante
DFB	Distributed FeedBack	Contre-Réaction Distribuée
DM	Dispersion Management	Gestion de Dispersion
DPSK	Differential Phase Shift Keying	Modulation de Phase Différentielle
DSF	Dispersion Shifted Fiber	Fibre à Dispersion Décalée
DSL	Super Luminescent Diode	Diode Super Luminescente
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à Fibre Dopée Erbium
ESNL	NonLinear Schrödinger Equation	Équation de Schrödinger Non Linéaire
FFT	Fast Fourier Transform	Transformée de Fourier Rapide
FP	Fabry-Perot	Fabry-Perot
FROG	Frequency Resolved Optical Gating	Porte Optique Résolu en Fréquence
FWM	Four Wave Mixing	Mélange Quatre Ondes
IST	Inverse Scattering Theory	Théorie de Diffusion Inverse
MQW	Multi-Quantum Well	Multi-Puits Quantiques
NRZ	Non Return to Zero	Non Retour à Zéro
PSK	Phase Shift Keying	Modulation de Phase
QAM	Quadrature Amplitude Modulation	Modulation d'Amplitude en Quadrature
RF	Radio Frequency	Radio-Fréquence
RZ	Return to Zero	Retour à Zéro
SMF	Single Mode Fiber	Fibre MonoMode
SPM	Self-Phase Modulation	AutoModulation de Phase
TDM	Time-Division Multiplexing	Multiplexage Temporel
WDM	Wavelength-Division Multiplexing	Multiplexage en Longueur d'Onde
XPM	Cross-Phase Modulation	Modulation de Phase Croisée

Introduction

Communiquer à distance a toujours été une préoccupation majeure de l'humanité. A quelques exceptions près, le courrier est resté le seul moyen d'assurer cette fonction jusqu'au milieu du 19ème siècle et l'apparition du télégraphe, puis du téléphone. Ces inventions marquent le début de l'histoire des télécommunications modernes. L'explosion des technologies de l'information durant la deuxième moitié du 20ème siècle a depuis révolutionné les modes de communication.

C'est l'électricité qui s'impose tout d'abord comme vecteur privilégié de l'information. La faible bande passante de la paire torsadée limite alors le débit. L'introduction progressive du câble coaxial (le premier câble de ce type est posé en 1940) va permettre l'augmentation des débits transmis. Cependant, la grande valeur d'atténuation de ce milieu de transmission impose l'utilisation de répéteurs régénérateurs tous les kilomètres. Le câble coaxial atteint son apogée en terme de performance au début des années 1970, avec un débit de 100 Mbit/s sur 1 kilomètre. L'atténuation du câble à hautes fréquences représente une limite physique définitive à ce type de transmissions.

L'idée d'utiliser la lumière pour transporter l'information apparaît en conjonction avec la maturation des premières technologies d'optique guidée et l'apparition du laser dans les années 1960. Le premier obstacle à franchir pour rendre viable ce concept est la forte atténuation des premières fibres optiques. Les progrès dans le domaine de la fabrication des fibres vont permettre une évolution rapide de ce paramètre : de 1000 dB/km en 1960, on passe à 20 dB/km en 1970, pour atteindre 0,2 dB/km (valeur très proche de la limite théorique à la longueur d'onde considérée) en 1984. L'évolution des systèmes et des longueurs d'onde utilisées en télécommunications par fibre optique va largement découler des caractéristiques des fibres optiques, et de la disponibilité de lasers à semiconducteurs aux longueurs d'onde optimales.

En 1978, l'utilisation de la première fenêtre de télécommunications à la longueur d'onde de 0,8 μm permet de transmettre un débit de 100 Mbit/s, avec des répéteurs régénérateurs placés tous les 10 km, ce qui est 3 fois mieux que les meilleurs systèmes électriques basés sur le câble coaxial. Les fibres utilisées a cette époque sont multimodes, c'est à dire que plusieurs modes de propagation sont supportés.

Au début des années 1980, la fenêtre de moindre atténuation des fibres se déplace vers la longueur d'onde de 1,3 μm (deuxième fenêtre télécommunication). Le problème de la dispersion intermodale est résolu par la mise au point de fibres monomodes. Les lasers à

semiconducteur émettant à cette longueur d'onde apparaissent rapidement, ce qui permet un débit de 1 Gbit/s avec des répéteurs régénérateurs tous les 50 km.

Au milieu des années 1980 intervient la troisième fenêtre de transmission des fibres, qui se situe à la longueur d'onde de 1,55 μm. Le principal problème qui se pose alors est celui de la dispersion chromatique de la fibre standard, qui est nulle à 1,3 μm, mais assez élevée à 1,55 μm. Deux remèdes sont apportés à ce problème : la mise au point de lasers semiconducteurs monomodes (de type DBR ou DFB) et le décalage du zéro de dispersion des fibres à 1,55 μm (fibre à dispersion décalée). Ces innovations permettent de transmettre un débit de 2,5 Gbit/s en utilisant des répéteurs régénérateurs tous les 60 km. On identifie alors les éléments limitant le débit comme étant les fonctions assurées par des moyens électroniques : les répéteurs régénérateurs.

Les premiers amplificateurs optiques à fibre dopée erbium apparaissent en 1990 et changent complètement l'approche envisagée jusque-là. Le "verrou" électronique constitué par les répéteurs saute, et permet donc un accroissement des débits, notamment par l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde. Cependant, la fonction de régénération n'étant plus assurée, l'accumulation d'effets qui étaient négligeables auparavant sur une période de régénération (dispersion, effets non linéaires) limite les capacités des nouveaux systèmes amplifiés. L'idée d'utiliser des solitons, solutions stables de l'équation de propagation incluant ces effets, s'impose comme une réponse élégante à ce problème. Les systèmes solitons ont fait l'objet de recherches intensives depuis lors, et ont acquis une certaine maturité. Les progrès envisagés à l'heure actuelle pour augmenter les débits concernent notamment la réalisation des fonctions de réseau (routeurs, commutateurs, etc..) et de régénération en utilisant les technologies photoniques.

Parallèlement aux progrès des moyens physiques permettant l'acheminement de l'information, les formats de codage de canal ont également connu une évolution tendant vers l'augmentation des débits. Dans le domaine des ondes radio, on est passé de la modulation d'amplitude à la modulation de fréquence. Les modems sont également passés d'un codage en modulation d'amplitude à un codage incluant la phase de l'onde électrique (formats n-PSK, n-QAM, etc..), utilisant ainsi la totalité de l'espace des signaux disponible pour coder l'information. En optique, l'évolution a connu la même tendance : les systèmes cohérents (c'est-à-dire utilisant la phase de l'onde optique) furent développés dans les années 1980 pour améliorer les performances, notamment en terme de rapport signal sur bruit au niveau du récepteur. Cependant, l'avènement des amplificateurs dopés aux terres rares en 1990 rend caduques ces améliorations : un préamplificateur optique peut être utilisé en réception pour augmenter la puissance du signal par rapport au bruit thermique de la photodiode.

L'utilisation de formats de codage cohérent reste néanmoins une possibilité intéressante pour densifier l'information transportée par l'onde optique. Il vient alors naturellement à l'esprit de marier les techniques prometteuses en terme de moyens physiques et de type

de codage : l'utilisation de la phase d'impulsions solitons pour transmettre l'information a été proposée très récemment. Cette idée permet de bénéficier de la stabilité naturelle des solitons, et de l'homogénéité de leur phase. Cette dernière propriété est très remarquable, et contribue à l'aspect corpusculaire de ces entités. Ce sont ces remarques qui ont motivé le cadre de notre recherche. Le travail présenté dans ce document, qui s'est déroulé dans le cadre du programme "Télécommunications" du CNRS (1997-1999), vise à étudier les communications cohérentes par solitons. Un format de modulation de phase différentielle sera plus particulièrement étudié, afin de faciliter la réalisation d'un démonstrateur. L'idée consiste à introduire un retard optique et un déphasage codant l'information entre deux impulsions solitons. En réception, un interféromètre accordé au retard sélectionné permet de faire interférer les deux impulsions, et de retrouver ainsi l'information. De plus, l'utilisation de plusieurs retards fournit un moyen naturel de multiplexer les signaux de façon tout optique. Le plan de ce manuscrit est composé de quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous introduisons les notions fondamentales concernant les fibres optiques et les solitons temporels qui s'y propagent. Nous établissons ensuite un état de l'art des communications optiques par solitons. Ces éléments vont nous permettre d'étudier par la suite le format de codage cohérent proposé et de le comparer aux systèmes existants.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude et à la réalisation d'une source d'impulsions solitons. Dans un premier temps, nous faisons une étude bibliographique du sujet, puis nous nous focalisons sur la solution retenue pour réaliser la source : la commutation de gain d'un laser semiconducteur avec compression linéaire par réseau de Bragg photoinscrit. Un outil de simulation est développé pour la conception de la source. Les résultats expérimentaux sont ensuite présentés et comparés aux prédictions théoriques.

Le nouveau système de transmission par modulation de phase différentielle d'impulsions solitons est décrit au chapitre 3. Les performances de ce système dépendant essentiellement de la stabilité de la phase des solitons, nous présentons une étude théorique de cette stabilité face au bruit d'émission des amplificateurs optiques. Les résultats obtenus par cette méthode sont validés par des simulations numériques de la propagation soumise au bruit.

Enfin, le quatrième chapitre est consacré à l'étude expérimentale du système étudié de façon théorique au chapitre 3. Nous proposons une méthode de mesure de la gigue de phase des solitons en fonction de la distance dans une expérience de boucle à recirculation. Ces mesures sont comparées avec les simulations et les résultats théoriques, et les performances du système sont évaluées expérimentalement. Nous concluons ensuite en faisant un bilan du travail effectué, et en évoquant les perspectives et améliorations à apporter au système.

Chapitre 1

Les communications optiques par solitons

L'objectif de cette partie est d'introduire les concepts généraux utilisés dans les télécommunications optiques par soliton, ainsi que de réaliser un état de l'art rapide des techniques développées dans ce contexte. Cela nous permettra de cerner les problématiques et les originalités de la nouvelle approche proposée.

1.1 Caractéristiques des fibres optiques

1.1.1 Atténuation

Les fibres optiques, comme tout milieu de transmission, atténuent l'intensité de l'onde électromagnétique qui se propage. La diffusion Rayleigh et l'absorption des liaisons O-H présentes dans la fibre sont les principales causes de cette atténuation. La courbe d'atténuation en fonction de la longueur d'onde pour l'infrarouge proche est tracée en figure 1.1.

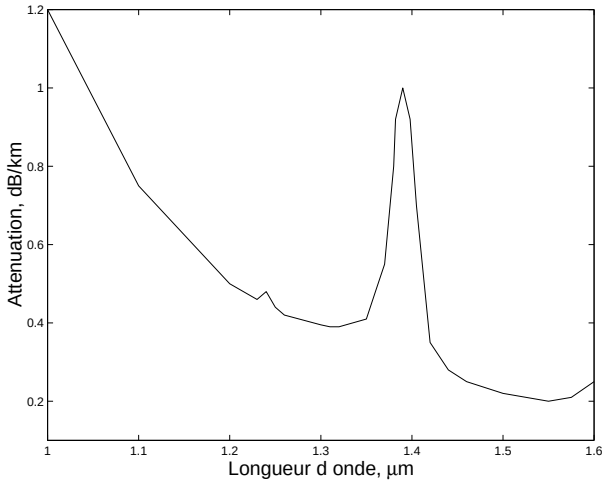

FIG. 1.1 – *Atténuation d'une fibre monomode.*

L'un des attraits majeurs de la fibre optique comme support de transmission de l'information est néanmoins la faible valeur de cette atténuation comparée à celle des milieux traditionnels des télécommunications électroniques (câble coaxial). La puissance optique transmise peut s'écrire en fonction de la distance z parcourue:

$$P(z) = P(0)e^{-\Gamma z} \ , \tag{1.1}$$

où Γ est l'atténuation linéique de la fibre. Il est d'usage d'exprimer cette atténuation en dB par kilomètres selon la relation

$$\gamma = \frac{10}{z} \log \frac{P(z)}{P(0)} = \frac{10}{\ln 10} \ \Gamma \ . \tag{1.2}$$

L'atténuation des fibres optiques actuelles est d'environ 0,2 dB/km à 1,55 μm. A cette valeur d'atténuation s'ajoutent les pertes dues aux conditions d'utilisation de la fibre : les pertes par micro-courbures (dues au conditionnement de la fibre dans les câbles), ainsi que les pertes dues aux épissures (raccords entre tronçons de fibre).

1.1.2 Dispersion chromatique

La silice est un matériau dispersif, c'est-à-dire que son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde. Les différentes composantes spectrales du signal à transmettre vont donc se propager à des vitesses différentes, entraînant ainsi une déformation du profil temporel. Considérons une onde optique quasi-monochromatique centrée à la pulsation ω_0, correspondant au vecteur d'onde k_0. L'effet de dispersion est pris en compte en développant le vecteur d'onde k en série de Taylor en fonction de la pulsation ω autour de ω_0 :

$$k(\omega) = k_0 + k'(\omega - \omega_0) + \frac{k''}{2}(\omega - \omega_0)^2 \ , \tag{1.3}$$

avec $k' = dk/d\omega$ et $k'' = d^2k/d\omega^2$. La vitesse de groupe est alors donnée par $v_g = k'^{-1}$, et la dispersion chromatique est caractérisée par le coefficient k''. Cette dernière est le plus souvent exprimée par le nombre $D = \frac{dk'}{d\lambda}$, qu'on peut relier à la dérivée seconde du vecteur d'onde par

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} k'' \ . \tag{1.4}$$

L'unité usuelle de D est le ps/(nm.km). Nous distinguerons désormais deux types de dispersion, selon le signe du paramètre D. La dispersion "normale" (par référence au visible) correspond à $D < 0$ et se caractérise par des longueurs d'onde "rouges" plus rapides que les "bleues". La dispersion "anormale" correspond à la situation inverse. Les fibres dites "standards", équipant la plupart des lignes des réseaux interurbains et internationaux, ont pour des raisons historiques, et du fait des propriétés intrinsèques de la silice, une dispersion nulle autour de 1,3 μm (normale pour $\lambda < 1{,}3$ μm et anormale pour les plus grandes longueurs d'onde). Il existe néanmoins des fibres dont les paramètres

géométriques du profil d'indice du coeur ont été optimisés afin de présenter un zéro de dispersion autour de 1,55 μm. Ces dernières sont appelées fibres à dispersion décalée ou DSF (*Dispersion-Shifted Fibre*). Les fibres utilisées dans notre travail sont de ce type.

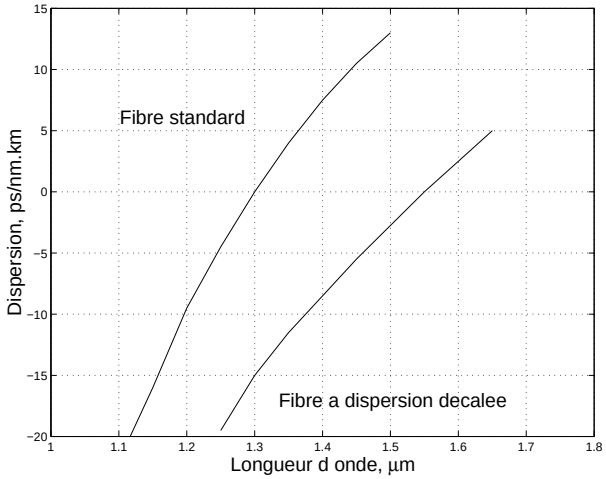

FIG. 1.2 – *Paramètre de dispersion D en fonction de la longueur d'onde pour une fibre standard et une fibre à dispersion décalée.*

1.1.3 Dispersion de polarisation

La fibre optique étant un guide d'onde à symétrie cylindrique, elle supporte a priori de façon équivalente tous les états de polarisation de la lumière. En pratique, les défauts de fabrication (ellipticité du coeur), ainsi que les perturbations mécaniques et thermiques se traduisent par l'apparition d'une légère biréfringence. Étant donné son origine, celle-ci ne peut être modélisée que de façon aléatoire. Les fibres modernes présentent une dispersion modale de polarisation de l'ordre de 0.2 ps/$\sqrt{\text{km}}$. Nous verrons que les solitons présentent une bonne stabilité face à cette biréfringence résiduelle, et que nous pourrons donc la négliger par la suite.

1.1.4 Effets non linéaires

Le caractère amorphe de la silice fait que les fibres optiques ne présentent pas de polarisabilité non linéaire de type χ^2. En revanche, le coefficient χ^3 est faible, mais non nul, et va être à l'origine de la plupart des effets non linéaires affectant la propagation de signaux optiques. La faiblesse de ce coefficient pour la silice est contrebalancée d'une part par le fort confinement du champ électrique dans le coeur de la fibre, créant ainsi des densités de puissances assez élevées, et d'autre part par les longueurs d'interaction (km) sur lesquelles les effets non linéaires peuvent se manifester. Le couplage entre l'onde optique et un phonon acoustique (Brillouin) ou optique (Raman) se propageant dans la silice est à l'origine d'un autre type d'interactions.

Effets de type χ^3

Les trois principaux effets non linéaires purement optiques sont l'automodulation de phase (ou SPM pour *Self-Phase Modulation*), la modulation de phase croisée (XPM *Cross Phase Modulation*), et le mélange quatre ondes (FWM *Four Wave Mixing*). Ce dernier processus de création d'une longueur d'onde à partir du mélange de deux autres nécessite un accord de phase délicat pour être efficace, nous le négligerons donc par la suite. Il peut néanmoins limiter les capacités des systèmes utilisant le multiplexage en longueur d'onde.

L'automodulation de phase se manifeste par un indice de réfraction de la silice dépendant de la puissance optique. Le temps de réponse de cet effet étant inférieur à une femtoseconde, on le considère généralement comme instantané. Ne travaillant qu'avec des fibres monomodes, on peut moyenner l'effet de l'automodulation de phase sur l'unique mode transversal et en déduire la variation d'indice effectif induite par un champ véhiculant la puissance P sur le mode fondamental :

$$n(t) = n_0 + n_2 P(t)/A_{eff} \ , \tag{1.5}$$

A_{eff} étant l'aire effective de mode de la fibre. L'origine du terme "automodulation de phase" est la suivante: le profil temporel en intensité du signal optique va induire une modification de l'indice de refraction, donc un retard de phase $\phi(t)$ dépendant linéairement de l'intensité instantanée. La fréquence instantanée étant proportionnelle à la dérivée de la phase par rapport au temps, cet effet se traduit donc finalement par un décalage fréquentiel vers le rouge au début de l'impulsion et vers le bleu en fin d'impulsion. Cette création de fréquence peut être vue comme un effet dégradant la propagation dans un contexte de transmission linéaire, mais nous verrons que cet effet est en partie à l'origine de l'existence des solitons.

La modulation de phase croisée désigne l'influence d'un signal optique sur un autre, les deux signaux différant l'un de l'autre par leur longueur d'onde ou leur polarisation. Dans le cas de deux signaux à des longueurs d'onde différentes, la modification de l'indice vu par l'onde 1 s'exprime alors :

$$n(t) = n_0 + n_2(I_1(t) + 2I_2(t)) \ . \tag{1.6}$$

On remarque que la modulation de phase croisée est deux fois plus efficace que l'automodulation à intensité égale. Pour des signaux à la même longueur d'onde dont la polarisation est orthogonale, on a :

$$n(t) = n_0 + n_2(I_1(t) + \frac{2}{3}I_2(t)) \ . \tag{1.7}$$

De manière générale, la modulation de phase croisée introduit donc un couplage non linéaire entre deux champs[1].

1. Dans le cas de la polarisation, on parle parfois de biréfringence non linéaire.

Interactions photon-phonon

Le couplage de l'onde optique avec le milieu de transmission est à l'origine des effets non linéaires appelés effets Raman et Brillouin. L'effet Brillouin vient d'une interaction des photons avec les phonons acoustiques tandis que l'effet Raman fait intervenir les phonons optiques.

Au cours de l'effet Brillouin, un photon se transforme en un photon contrapropagatif de fréquence inférieure de 11 GHz à celle du photon initial (dans une fibre silice), la différence d'énergie étant transmise au milieu sous la forme d'une vibration acoustique. Cet effet est toutefois à bande très étroite (environ 100 MHz), et les puissances requises pour obtenir un effet significatif sont rarement confinées dans une telle bande, en particulier quand on utilise des impulsions dont la largeur est inférieure à 1 ns. L'effet Brillouin sera donc légitimement négligé dans l'étude des systèmes de transmission par soliton, étant donné que la durée typique d'une impulsion soliton dans ce contexte est de 10 ps.

L'effet Raman consiste en une excitation d'un phonon optique et d'un photon copropagatif produit environ 13 THz sous la fréquence du photon initial. Le gain maximal de cet effet est beaucoup plus faible que dans le cas de l'effet Brillouin, mais la bande de ce phénomène est considérablement plus étendue (environ 7 THz). Cet effet n'aura de conséquence dans la propagation que si le spectre des impulsions utilisées est plus large que 13 THz, la partie bleue du signal servant alors de pompe pour amplifier la partie rouge de l'impulsion. Ce phénomène se traduit donc par un décalage vers les grandes longueurs d'onde et est appelé dans le cadre des solitons "autodécalage en fréquence" (*Self frequency shift*) [1]. Il n'est cependant significatif que pour des impulsions plus courtes que 1 ps, et sera donc négligé dans notre étude.

1.2 Les solitons temporels dans les fibres optiques

Des divers effets que nous avons passés en revue, seuls trois sont pertinents pour décrire la propagation d'impulsions de quelques dizaines de picosecondes dans les fibres: l'atténuation, la dispersion de vitesse de groupe, et l'automodulation de phase. Le fait que ces deux derniers effets puissent prendre des signes différents selon la forme de l'impulsion et la longueur d'onde envisagée suggère qu'il existe un régime pour lequel ces deux effets vont se contrebalancer et se neutraliser l'un l'autre. En effet, en régime anormal, la dispersion a tendance à ramener au milieu de l'impulsion les fréquences créées en bord d'impulsion par effet Kerr (Cf. figure 1.3). C'est de cet équilibre que naissent des solutions stables de l'équation de propagation prenant en compte ces deux effets, appelée Équation de Schrödinger Non Linéaire (ESNL). L'existence théorique de solutions stables de cette équation de propagation, appelées solitons, a été démontrée pour la première fois en 1972 [2]. Les effets de la dispersion et de l'automodulation couplés sur la propagation d'impulsions ont été observés dans le sulfure de carbone (CS_2) en 1973 [3] et la première

observation expérimentale de solitons dans les fibres optiques est rapportée en 1980 [4]. Nous allons maintenant établir l'équation de base régissant la propagation de l'enveloppe du champ électrique dans les fibres et récapituler les outils d'études de cette équation.

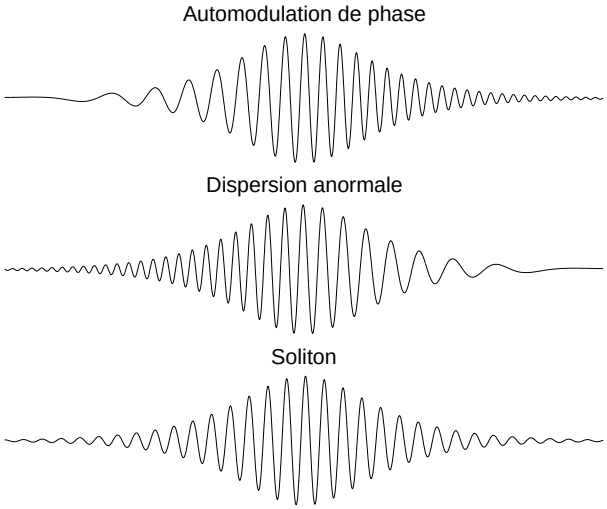

FIG. 1.3 – *Le soliton comme résultat de l'interaction entre dispersion et effet Kerr.*

1.2.1 Établissement de l'équation de propagation

Nous allons ici retrouver l'équation de Schrödinger non linéaire dans le cadre d'une onde électromagnétique plane, progressive selon la direction z, et quasi monochromatique à la pulsation ω_0. L'obtention de cette équation dans le cadre de la propagation fibrée est un calcul difficile qu'on trouve par exemple dans la référence [5]. Nous nous affranchirons des phénomènes de polarisation en ne considérant que des grandeurs scalaires. L'onde peut alors être représentée par le champ scalaire :

$$U(Z,T) = u(Z,T)e^{-i(\omega_0 T - k_0 Z)} \ . \tag{1.8}$$

$U(Z,T)$ est ici une grandeur sans dimension représentant l'amplitude complexe du champ, telle que la puissance véhiculée dans la fibre s'exprime par $P = P_c \ |U(Z,T)|^2$, et $u(Z,T)$ est l'enveloppe du champ. La grandeur P_c peut être vue comme une unité de puissance. La transformée de Fourier de l'enveloppe $u(Z,T)$ par rapport aux deux variables Z et T est donnée par :

$$\tilde{u}(\Delta k,\Delta\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} u(Z,T)e^{i(\Delta\omega T - \Delta k Z)}\, dZdT \ . \tag{1.9}$$

Nous introduisons ici la notation $\Delta k = (k - k_0)$ et $\Delta\omega = (\omega - \omega_0)$. Les lois habituelles de transformées des dérivations s'écrivent ici :

$$\Delta\omega \ \tilde{u} \ = \ i \ \mathrm{TF}\left\{\frac{\partial u}{\partial T}\right\} \tag{1.10}$$

$$\Delta k \ \tilde{u} \ = \ -i \ \mathrm{TF}\left\{\frac{\partial u}{\partial Z}\right\} \ . \tag{1.11}$$

Considérons maintenant de nouveau l'équation 1.3 en y ajoutant le terme dû à l'effet d'automodulation de phase. Le développement de la constante de propagation s'écrit alors :

$$\Delta k = k'\Delta\omega + \frac{k''}{2}\Delta\omega^2 + k_2 P(z,t) \ , \tag{1.12}$$

avec $k_2 = \frac{n_2\omega_0}{cA_{eff}}$. On peut alors considérer l'équation 1.12 comme une égalité opératoire et appliquer ces deux opérateurs au champ u dans l'espace (Z,T) :

$$\left[-i\frac{\partial}{\partial Z}\right] u(Z,T) = \left[ik'\frac{\partial}{\partial T} - \frac{k''}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2} + k_2 P_c|u|^2\right] u(Z,T) \ . \tag{1.13}$$

L'usage est de travailler avec une équation normalisée, obtenue à partir de l'équation précédente par les transformations suivantes :

$$t = (T - k'Z)/t_c \tag{1.14}$$

$$z = Z/z_c \ . \tag{1.15}$$

En effectuant le changement de variable temporelle, on se place dans le référentiel se déplaçant à la vitesse de groupe moyenne, en plus du changement d'unité temporelle. Les grandeurs de normalisation doivent satisfaire les relations suivantes :

$$z_c = -\frac{t_c^2}{k''} \tag{1.16}$$

$$z_c = \frac{1}{k_2 P_c} \ . \tag{1.17}$$

L'équation de propagation s'écrit alors

$$i\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u = 0 \ . \tag{1.18}$$

On peut aisément identifier l'origine des termes présents: le terme de propagation à la vitesse de groupe a disparu lors de la normalisation, et les deuxième et troisième termes représentent respectivement la dispersion de vitesse de groupe et l'effet Kerr. Cette équation non linéaire complexe fait partie des équations intégrables et a été résolue analytiquement à l'aide de la théorie de diffusion inverse par Zhakarov et Shabat en 1973. On peut vérifier qu'une onde de la forme

$$u(z,t) = \mathrm{sech}(t)e^{iz/2} \tag{1.19}$$

vérifie l'équation 1.18 et ne se déforme pas durant la propagation ($|u|^2$ ne dépend pas de z), la seule modification due à la propagation étant un déphasage. On note ici le fait que la phase temporelle reste homogène (constante le long de l'impulsion) pour une distance donnée, ce qui est de grande importance pour les applications utilisant la phase optique (commutation par miroir non linéaire à fibre, ou communications dans un cadre cohérent).

Cette impulsion est appelée soliton fondamental, ou soliton canonique. On peut facilement relier la largeur à mi hauteur τ du soliton fondamental au temps caractéristique t_c par

$$\tau = 2\ln(1+\sqrt{2})t_c \ . \tag{1.20}$$

Les solitons de premier ordre peuvent s'écrire de manière générale en fonction de quatre paramètres: l'amplitude A , la position temporelle α, la phase ϕ, et la pulsation ω :

$$u(z,t) = A\mathrm{sech}[A(t-\alpha)]\exp(i\phi - i\omega t) \ . \tag{1.21}$$

En reportant cette solution dans l'ESNL, on s'aperçoit que les différents paramètres du soliton sont liés entre eux par les relations suivantes :

$$\frac{\partial\alpha}{\partial z} = -\omega \tag{1.22}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{A^2-\omega^2}{2} \ . \tag{1.23}$$

La première relation représente physiquement la vitesse de décalage temporel de l'impulsion, celle-ci étant égale au décalage fréquentiel par rapport à la pulsation centrale de normalisation : elle illustre donc simplement la dispersion de vitesse de groupe. La deuxième relation nous indique que l'évolution de la phase induite par la SPM et la dispersion est linéaire en z. Ces solitons de premier ordre sont les seuls pertinents pour une utilisation en télécommunications du fait de leur enveloppe constante. Il existe néanmoins d'autres types de solutions quasi stables de l'ESNL.

Les solitons d'ordre N sont définis par la condition initiale

$$u(0,t) = N\mathrm{sech}(t) \ . \tag{1.24}$$

Ces solitons[2] se déforment lors de la propagation mais retrouvent périodiquement leur enveloppe initiale au bout d'une distance caractéristique de propagation. Cette période est appelée "période soliton" et est donnée par $Z_{sol} = \pi z_c/2$. Elle représente l'échelle de distance caractéristique d'évolution du soliton et est importante dans l'évaluation de l'impact des perturbations diverses que peut subir un soliton. Le calcul des effets d'une perturbation sur l'évolution des impulsions fait l'objet d'une théorie élaborée qui représente un outil puissant d'étude du comportement des systèmes de communication. Nous appliquerons la théorie des perturbations de l'ESNL à notre système dans le chapitre 3, le lecteur est donc renvoyé à ce chapitre pour une description de cette théorie. Les autres principales méthodes d'étude de la propagation sont l'IST et la résolution numérique utilisant l'algorithme split-step Fourier, et font l'objet des prochains paragraphes.

2. On peut en fait montrer qu'un soliton d'ordre N peut se décomposer en N solitons d'ordre 1 d'amplitudes différentes. Par exemple, un soliton d'ordre 2 est composé de deux solitons d'ordre 1 d'amplitudes respectives 1 et 3.

1.2.2 La théorie de diffusion inverse

L'IST (*Inverse Scattering Theory*) appliquée à l'ESNL a été pour la première fois exposée par Zakharov et Shabat [2]. La complexité de cette théorie fait qu'elle n'est pas très utilisée comme outil de mise au point des systèmes. Nous ne rentrerons donc pas dans les calculs, néanmoins une présentation du mécanisme essentiel permet de comprendre la stabilité des solitons.

Le principe est le suivant : la condition initiale de l'ESNL est considérée comme un potentiel à une dimension sur lequel on envoie une onde à une fréquence donnée. Les parties réfléchies et transmises par ce potentiel sont caractérisées par leur amplitude et leur phase. On obtient ainsi un spectre de transmission et de réflexion en faisant varier la fréquence de l'onde incidente. Ces spectres sont appelés "données de diffusion". L'idée principale de l'IST est que ces données sont reliées de manière très simple aux données qui auraient résulté de la diffusion par l'onde propagée sur la distance z. La deuxième partie de cette méthode consiste à récupérer l'onde propagée en calculant le potentiel à partir des données de diffusion évoluées. Dans cette technique mathématique, les solutions solitons sont identifiées par un nombre discret de fréquences complexes, chaque fréquence représentant un soliton. Cette technique mathématique explique l'origine du caractère corpusculaire des solitons qui sont stables et forment une entité indivisible. Par exemple, la collision de deux solitons ayant des vitesses différentes induit une interaction mais ne détruit pas l'intégrité des impulsions. Une analogie souvent utilisée pour éclairer l'IST est le passage en domaine de Fourier pour résoudre l'équation linéaire de propagation (c'est à dire l'équation 1.18 sans le troisième terme). Le calcul est alors conduit de la manière suivante : on effectue une transformée de Fourier, on fait évoluer chaque fréquence avec son déphasage propre (l'évolution de chaque fréquence est alors découplée des autres), et la solution de la propagation est obtenue en faisant une transformée de Fourier inverse. La transformée de Fourier est, dans cette méthode, similaire aux données de diffusion dans l'IST. Une revue de l'IST comme outil d'étude de la transmission soliton est présentée dans la référence [6].

La méthode la plus largement répandue pour prévoir théoriquement les performances d'un système de communication et valider les calculs analytiques perturbatifs reste toutefois la résolution numérique de l'ESNL. Celle ci est très facile à mettre en œuvre, et la prise en compte de phénomènes supplémentaires (effets non linéaires d'ordre supérieur, dispersion d'ordre trois, etc..) est très aisée.

1.2.3 La méthode de résolution numérique *split-step Fourier*

Le principe de cette méthode de résolution numérique de l'ESNL est de considérer les deux effets majeurs, la dispersion et l'effet Kerr, séparément sur un petit tronçon de fibre dz [7]. On va donc résoudre l'équation 1.18 en ne considérant d'abord que la dispersion

($i\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$), puis en ne considérant que l'automodulation de phase ($i\frac{\partial u}{\partial z} + |u|^2 u = 0$) sur une distance dz. L'avantage majeur de cette méthode est que ces deux équations possèdent des solutions analytiques. L'intégration de l'équation uniquement dispersive se conduit dans le domaine spectral et la résolution de la partie non linéaire se fait dans le domaine temporel. Ce processus nécessite donc de nombreux passages d'un domaine à l'autre, c'est-à-dire de nombreuses transformées de Fourier. La figure 1.4 résume le principe du calcul. Le pas dz détermine la précision de la méthode. Il est possible de

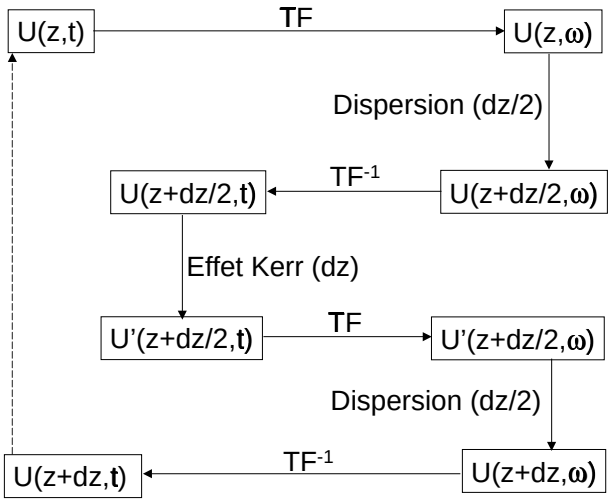

FIG. 1.4 – *Principe de la méthode split step Fourier symétrisée.*

montrer [7] que l'erreur due à la séparation des deux effets sur une distance dz est de l'ordre de dz^2. On peut toutefois facilement réduire cette erreur en appliquant la méthode split-step symétrisée : au lieu de calculer successivement l'effet non linéaire sur dz et la dispersion sur dz, on applique d'abord la dispersion sur $dz/2$, puis l'effet non linéaire de toute la tranche dz est calculé, enfin on applique de nouveau la dispersion sur $dz/2$. Le fait d'appliquer l'effet non linéaire au milieu de la distance élémentaire et de distribuer la dispersion autour de ce milieu rend la méthode plus précise. La prise en compte de l'atténuation se fait dans le domaine de Fourier en même temps que la dispersion (on multiplie alors par un terme exponentiel réel supplémentaire). Par ce biais, le nombre de transformées de Fourier pour une distance donnée est doublé, mais l'erreur de découplage des deux effets est alors réduite à l'ordre dz^3.

On pourrait penser que les nombreuses transformées de Fourier nécessaires à l'implémentation de cette technique la rendent très coûteuse en temps de calcul. En fait, l'existence d'algorithmes efficaces pour la transformée de Fourier (*Fast Fourier Transform*, FFT), et le fait que les solutions dans chaque domaine soient connues analytiquement la rendent deux ordres de grandeur plus rapide que des techniques numériques plus traditionnelles comme les différences finies. C'est donc la méthode retenue pour effectuer toutes les simulations de propagation dans ce travail.

1.3 Systèmes de communication basés sur les solitons

En 1973, Hasegawa et Tappert proposent pour la première fois d'utiliser le concept de soliton dans les fibres optiques pour transmettre des bits d'informations [8]. La première difficulté à résoudre est la compensation des pertes de la fibre afin de conserver une puissance suffisante pour maintenir l'effet non linéaire adéquat. Ce problème est résolu dans un premier temps en utilisant l'amplification Raman [9]. L'apparition des amplificateurs à fibre dopée erbium (EDFA pour *Erbium Doped Fiber Amplifier*) vers la fin des années 80 résout définitivement ce problème et rend viable la transmission d'information longue distance utilisant des solitons. Depuis lors, de nombreux travaux de recherche ont été menés afin d'augmenter les performances des systèmes en terme de produit débit-distance, et ont donné des résultats impressionnants.

1.3.1 Les amplificateurs optiques

Les amplificateurs à fibre dopée aux terres rares fiables sont apparus vers le début des années 90 et ont révolutionné les communications optiques. Le principe de ces amplificateurs est assez simple : une fibre dopée avec des ions erbium [3] est pompée optiquement à des puissances raisonnables (quelques dizaines de mW) par un laser semi-conducteur à 980 ou 1480 nm. Le résultat de ce pompage est l'apparition d'un milieu à gain reposant sur l'émission stimulée entre 1530 et 1565 nm. Ces amplificateurs ont beaucoup d'avantages : peu de pertes de couplage entrée/sortie grâce à l'aspect fibré de la propagation tout au long du système, de forts gains, une bande de fonctionnement très large (plus de 30 nm), et des bruits assez faibles. Les applications de cet outil sont nombreuses, celle qui nous intéresse étant l'amplification en ligne. Ainsi, les répéteurs régénérateurs à l'électronique rapide et compliquée se voient remplacés par des EDFA, un des avantages théoriques majeurs de ce remplacement étant la transparence de la ligne de transmission au débit. Cependant cette substitution n'est pas sans inconvénients : l'absence de régénération du signal se traduit par une accumulation du bruit et de tous les effets assez faibles que l'on pouvait négliger dans les systèmes de génération antérieure, en particulier les effets non linéaires et la dispersion. C'est à partir de ce constat que les solitons, solutions propres de l'équation prenant en compte ces effets, apparaissent comme une solution élégante au problème de transmission longue distance amplifiée.

Le bruit d'émission spontanée (ASE pour *Amplified Spontaneous Noise*) est une conséquence directe du principe physique de pompage du milieu. On peut montrer [10] que la puissance optique émise dans une bande B_0 par émission spontanée est égale à :

$$P = 2(G-1)h\nu B_0 n_{sp} \ , \tag{1.25}$$

3. D'autres terres rares sont parfois utilisées pour réaliser un codopage, afin d'élargir la bande d'amplification ou d'augmenter la puissance de saturation.

où G est le gain de l'EDFA, h la constante de Planck, ν la fréquence optique, et n_{sp} un facteur traduisant un excès de bruit par rapport à la limite quantique. La valeur de n_{sp} dans les amplificateurs actuels est typiquement de 1,5. La puissance de bruit en sortie d'une liaison composée d'EDFA de gain G (ce qui fixe la distance entre amplificateurs à z_A par la relation $G = \exp(\Gamma z_A)$), de longueur totale L est facilement évaluée et vaut

$$P_{tot} = 2h\nu B_0 n_{sp} \Gamma L \left(\frac{G-1}{\ln G} \right) . \tag{1.26}$$

On constate que cette fonction croît avec la distance de propagation, mais surtout avec le gain des amplificateurs donc avec la distance entre EDFA z_A. Dans un cadre de propagation quasi-linéaire, on peut donc soit réduire le bruit en augmentant le nombre d'amplificateurs en ligne (ce qui augmente le coût de la liaison), soit augmenter la puissance de signal en ligne, mais les effets non linéaires vont alors dégrader la liaison. On sort de ce compromis en utilisant les solitons.

1.3.2 Stabilité du soliton aux perturbations

Effets des pertes de la fibre

Il nous faut maintenant considérer l'influence des pertes de la fibre sur la propagation d'impulsions solitons. Ces pertes peuvent être prises en compte en rajoutant un terme $-i\Gamma u/2$ au deuxième membre de l'équation 1.13. En normalisant, ce terme devient $-i\Gamma_n u/2$ au premier membre de l'équation 1.18, avec $\Gamma_n = \Gamma z_c$. Ce terme parait a priori ôter toute possibilité d'utiliser les solitons dans un contexte de télécommunications, puisque la solution stable donnée par l'équation 1.21 n'est alors plus valable. Nous allons voir qu'à certaines conditions, on peut toujours parler de propagation d'une onde solitaire.

Si le coefficient Γ_n est très inférieur à l'unité (ce qui est équivalent à considérer des pertes induites faibles sur une période soliton), on peut utiliser une théorie des perturbations pour estimer l'effet des pertes sur une impulsion soliton. Le résultat est une décroissance exponentielle de la puissance crête de l'impulsion accompagnée d'un élargissement tel que les conditions des équations 1.16 et 1.17 soient vérifiées. Ce phénomène est appelé élargissement adiabatique car les pertes sont assez faibles pour que le soliton s'adapte progressivement au changement de puissance crête en s'élargissant afin de rester une solution propre de l'ESNL de la forme 1.21. Ce phénomène d'adaptation progressive des paramètres du soliton aux conditions extérieures est par ailleurs utilisé comme une technique de compression d'impulsions en utilisant des fibres dont la dispersion décroît lentement (on parle alors de compression adiabatique). Néanmoins, lors de ces processus, une partie de l'énergie de l'impulsion est rayonnée sous la forme d'un continuum dispersif.

Considérons maintenant un canal de transmission composé de tronçons de fibre et d'amplificateurs régulièrement espacés. Sur chaque tronçon, la puissance crête du soliton va décroître exponentiellement et subir un élargissement associé. Si le gain est réglé de

façon à compenser la décroissance en puissance crête, on se retrouve après les amplificateurs avec une impulsion trop large par rapport à sa puissance crête, ce qui donnera lieu à une compression et à une émission de continuum dispersif. Afin de minimiser ce phénomène, on utilise le concept de soliton moyen : si le pas des amplificateurs est faible devant la période soliton, l'effet non linéaire et la dispersion peuvent être considérés comme des perturbations et être évalués indépendamment de l'atténuation. L'effet des fluctuations d'amplitude crête est alors moyenné sur une période soliton. Dans ce cas, si l'on fait en sorte que la puissance crête moyennée sur la distance inter amplificateur soit égale à 1, on peut alors considérer que la quantité $q(t,z) = u(t,z)/a(z)$ ($a(z)$ représente les fluctuations d'amplitude rapides devant la période soliton dues à l'atténuation) vérifie approximativement l'ESNL sans pertes ni amplification. La quantité q est appelée soliton moyen [11] [12] [13]. Physiquement, le soliton n'a pas le temps d'adapter sa largeur à sa puissance crête par effet non linéaire entre deux amplificateurs, et la largeur reste ainsi constante tout au long de la ligne. Le continuum ainsi créé est minimisé. La puissance crête normalisée en sortie d'amplificateur est calculée en forçant la puissance crête moyenne à 1 sur une période spatiale d'amplification :

$$|u_0|^2 = \frac{G \ln G}{G-1} \ . \tag{1.27}$$

D'autre part, en l'absence de tout contrôle en ligne, on peut montrer que l'approximation du soliton moyen est valable pour des distances telles que [14] :

$$Z < \frac{z_c^3}{z_A^2} \ . \tag{1.28}$$

Stabilité en polarisation

Nous considérons ici l'effet de la biréfringence résiduelle des fibres optiques sur la propagation de solitons. Intéressons-nous tout d'abord à une fibre dont les axes et la valeur de biréfringence ne varient pas en fonction de la distance en régime linéaire. L'effet principal observé est une séparation progressive des deux impulsions correspondant aux deux états propres de polarisation de la fibre due à la différence de vitesse de groupe entre ces deux états. En considérant maintenant l'effet Kerr, on peut montrer [15] que cette séparation est combattue par la modulation de phase croisée, si bien que pour une valeur de biréfringence donnée, il existe un seuil d'amplitude crête au-delà duquel les impulsions ne se séparent pas et sont liées par XPM. Physiquement, la modulation de phase croisée induit un décalage spectral pour chacune des composantes tel qu'elles font coïncider leurs vitesses de groupe. Cet effet de piégeage d'une polarisation sur l'autre s'accompagne d'un léger élargissement et de la création d'une onde dispersive.

Dans une fibre réelle, cependant, la direction des axes propres et la valeur de biréfringence varient aléatoirement au cours de la distance. Si on moyenne ces variables sur une distance grande devant les distances typiques de variation de ces paramètres (environ 100 m),

la fibre apparaît alors isotrope dans les directions transverses et l'effet de séparation des impulsions ne devrait pas avoir lieu. L'effet de la variation aléatoire de la biréfringence est étudié dans les références [16] [17]. Les conclusions sont les suivantes : si la période soliton est grande devant la distance caractéristique de fluctuation de la polarisation, le champ optique peut toujours être décrit en moyenne par l'ESNL. Les solitons sont donc remarquablement robustes aux problèmes de dispersion de polarisation des fibres. Un des effets néfastes de cette dispersion est cependant la création d'un continuum dispersif qui peut interagir et perturber la propagation. L'autre effet notable est un léger élargissement stable de l'impulsion. Nous négligerons donc par la suite l'effet de la biréfringence résiduelle sur la propagation soliton.

Le phénomène général de robustesse des solitons vis-à-vis des perturbations extérieures est assez frappant. On peut montrer par exemple que l'ESNL modifiée en rajoutant un terme non linéaire d'ordre supérieur (*self-steepening*) et la dispersion du troisième ordre reste intégrable et présente des solutions solitons. Une analyse de cette robustesse est présentée dans [18] et tente de discerner les catégories de perturbations pour lesquelles les solitons restent stables. Nous allons maintenant nous intéresser aux phénomènes limitant les possibilités des transmissions solitons.

1.3.3 Phénomènes limitant les performances des systèmes de communication par solitons

Interactions entre solitons

L'effet Kerr, responsable de l'existence des solitons, est aussi responsable d'un effet d'interaction entre solitons. En effet lorsque deux impulsions sont assez proches temporellement, leurs ailes respectives se recouvrent et donnent lieu via l'effet Kerr à une modification de l'indice du milieu dépendant de la phase relative entre les deux impulsions. Lorsque celles-ci sont en phase, cet effet peut être décrit par une force d'attraction temporelle, et lorsqu'elles sont en opposition de phase, comme une force de répulsion [19]. Les figures 1.5 et 1.6 représentent l'évolution de deux solitons adjacents dans ces deux cas.

Ce phénomène est bien entendu indésirable dans le contexte des télécommunications, puisqu'il peut causer la perte de certains bits d'informations. Il est donc nécessaire de se placer dans des conditions qui limiteront cette interaction. On peut montrer que si l'espacement entre deux impulsions est supérieur à cinq fois leur largeur temporelle à mi-hauteur, l'interaction est négligeable pour des distances de propagation utiles. Cette condition devra donc être respectée par l'émetteur afin de garantir la bonne transmission de l'information. Ainsi, pour des solitons d'une durée fixée, cette condition limite le débit possible en ligne. Quelques astuces permettent toutefois de réduire cette limitation, comme l'alternance de la polarisation ou de la puissance crête des solitons successifs.

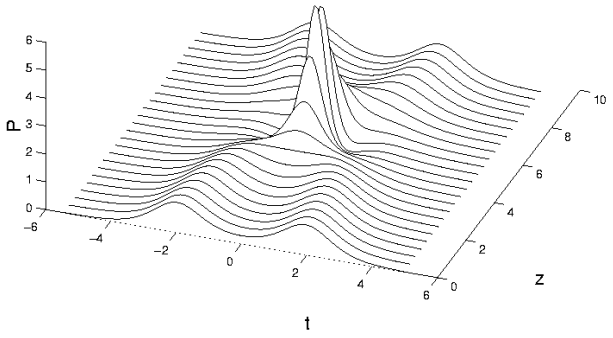

FIG. 1.5 – *Interaction entre deux solitons en phase.*

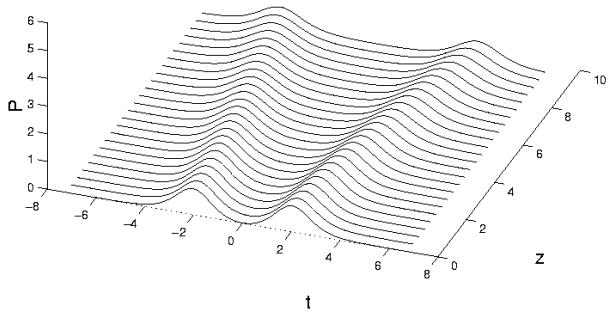

FIG. 1.6 – *Interaction entre deux solitons en opposition de phase.*

Il existe un autre type d'interaction, nommé électrostriction : le passage d'une impulsion dans la fibre excite des ondes acoustiques entraînant une modification d'indice qui peut modifier la fréquence des impulsions suivantes. De telles interactions peuvent avoir lieu entre solitons séparés d'une centaine de picosecondes. Dans un système de communication, cela se traduit par une gigue temporelle à la réception. Cet effet est toutefois assez faible et n'est significatif que pour des très grandes distance de propagation (10 000 km). Il peut être combattu par le filtrage en ligne [20].

Citons enfin l'autodécalage en fréquence du à l'effet Raman, qui peut être considéré comme une interaction du soliton avec lui-même limitant les performances d'un système lorsque les solitons utilisés sont très courts (<1 ps). Néanmoins, certains auteurs ont proposé des systèmes tirant parti de cet effet pour réaliser une fonction de démultiplexage [21].

Interactions avec le bruit

La principale limitation des systèmes de transmission par soliton vient de l'interaction du signal avec le bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques. Cet effet a été isolé et expliqué par Gordon et Haus en 1986 [22]. Il est essentiellement dû à l'aspect non linéaire des équations : le fait d'ajouter un bruit ne se traduit plus par un comportement purement additif comme dans les systèmes de communications classiquement étudiés, mais

modifie les paramètres du signal lui-même. L'effet le plus pénalisant est la modification aléatoire de la fréquence optique du soliton, qui, couplée à la dispersion de la fibre, se traduit par une gigue temporelle des impulsions au récepteur. Cette gigue est proportionnelle à la puissance du signal et au cube de la distance de propagation, imposant donc une limite sur le rapport signal sur bruit en réception et sur le produit distance-débit.

On peut également citer l'interaction avec le continuum dispersif qui représente la partie non soliton de l'onde optique, généré par toute perturbation subie par le soliton (amplification, filtrage, modulation, etc..) [23], ou par l'imperfection de la source. Cet effet impose l'utilisation d'une source soliton propre, afin de transmettre à l'émission le moins d'énergie possible à cette onde perturbative.

1.3.4 Techniques de contrôle en ligne

Nous avons donc vu que les performances d'un système soliton sont limitées par plusieurs effets : d'une part, le débit est limité par les interactions entre solitons. D'autre part la gigue de Gordon-Haus impose une limite supérieure sur la distance de propagation et sur la puissance crête des impulsions, donc sur le rapport signal sur bruit en réception. En tenant compte de tous les effets dégradant la transmission cités ci-dessus, on arrive à un débit maximum de 5 Gbit/s pour une liaison transocéanique. Cette performance ayant déjà été atteinte par les systèmes NRZ, il n'y a donc pas d'intérêt à utiliser les solitons si aucune technique de maîtrise de ces effets n'est mise en œuvre. Ces techniques font l'objet de la présente section.

Filtrage guidant

Une des premières méthodes proposées pour réduire l'effet de gigue temporelle est le filtrage en ligne [24] : on insère périodiquement dans le système de transmission des filtres centrés sur la fréquence du signal. Le mécanisme de correction de la gigue temporelle est le suivant : si un soliton voit sa fréquence centrale décalée par interaction non linéaire avec le bruit d'émission spontanée, le filtrage va avoir tendance à supprimer la partie du spectre qui se trouve loin de la fréquence initiale. L'effet non linéaire et la stabilité naturelle des solitons vont alors recréer les fréquences manquantes au milieu de la bande du filtre. Cette stabilisation en fréquence supprime donc une bonne partie de la gigue temporelle due au décalage du spectre et à la dispersion de la fibre. De plus, le filtrage en ligne stabilise également l'amplitude des impulsions : comme la puissance crête est liée à la largeur temporelle (équations 1.16 et 1.17), et donc à la largeur spectrale, le filtre, qui régule cette largeur spectrale, régule également l'amplitude des solitons et diminue sensiblement les fluctuations d'amplitude des impulsions successives. Insistons sur le fait que ces effets de régulation et d'inter-dépendance entre les paramètres sont caractéristiques d'une propagation non linéaire et n'ont pas d'équivalents en liaison linéaire classique. Le

principe du filtrage guidant est illustré en figure 1.7.

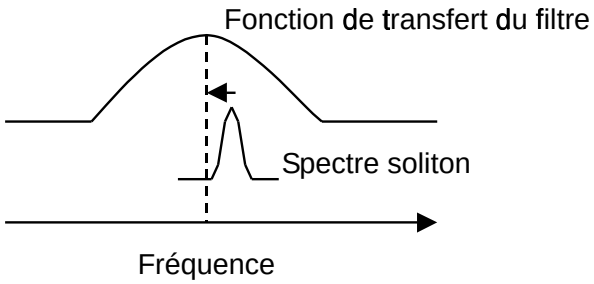

Fig. 1.7 – *Principe du filtrage guidant.*

Le filtrage guidant n'a cependant pas que des avantages. Paradoxalement, le défaut majeur de cette technique est la dégradation du rapport signal sur bruit obtenu en fin de liaison. Le filtrage élimine bien sûr le bruit qui se trouve hors de la bande passante du filtre, mais le bruit d'émission spontané compris dans la bande du filtre n'est pas atténué. De plus, pour compenser l'élimination de certaines parties du spectre soliton sur les ailes, le gain des amplificateurs est légèrement augmenté, ce qui augmente le bruit. Il y a donc un compromis à faire sur la bande du filtre : plus il est étroit, plus la force de rappel en longueur d'onde est grande, mais plus le gain supplémentaire augmente, entraînant une détérioration du rapport signal sur bruit. Pour résumer, le soliton agit comme une entité unique et tout son spectre est affecté par les filtres, ce qui est à l'origine du phénomène de stabilisation. En revanche, le bruit se comporte comme un signal en propagation linéaire dont chacune des fréquences évolue indépendamment des autres, et les fréquences au centre de la bande du filtre sont plus favorisées que le soliton en terme de bilan de puissance.

Filtrage glissant

La technique de filtrage glissant remédie au défaut principal du filtrage guidant. Le principe est de décaler légèrement la fréquence centrale des filtres le long de la ligne de transmission [25]. Le phénomène de stabilisation a la même origine que précédemment, accompagné d'un décalage en fréquence des solitons qui suit celui des filtres. En revanche, la ligne de transmission devient opaque pour le bruit, en raison de son comportement linéaire. On peut alors utiliser des filtres plus étroits, compensés par des gains supplémentaires plus forts, sans souffrir d'une détérioration du rapport signal sur bruit. D'autre part, en utilisant des filtres périodiques de type Fabry-Perot, on peut adapter cette technique à des liaisons multiplexées en longueur d'onde.

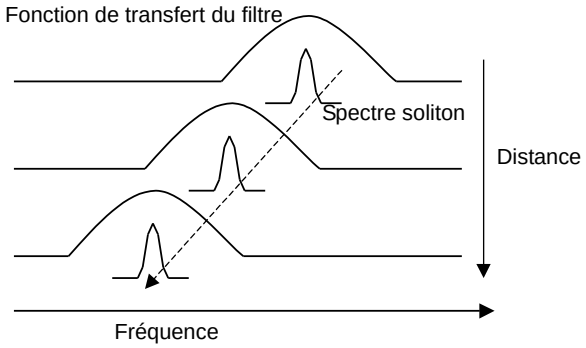

FIG. 1.8 – *Principe du filtrage glissant.*

Modulation synchrone

La modulation d'intensité synchrone en ligne est une technique active de régénération des solitons. Le principe est d'appliquer une modulation d'intensité sinusoïdale synchronisée sur les temps bit. Cela nécessite donc une récupération d'horloge, dont on se sert ensuite pour alimenter le modulateur d'intensité. L'effet de cette modulation est de créer pour le soliton une force de rappel temporelle vers le centre de la période bit, combattant ainsi la gigue. D'autre part le bruit dispersif a tendance à s'étaler sur le temps bit et est donc ainsi fortement atténué par la modulation. Le principe est similaire à celui du filtrage, mais est ici appliqué dans le domaine temporel: on crée une zone de gain dans l'espace normal du signal, et une zone d'absorption dans les domaines indésirables. Néanmoins on peut montrer que la technique de régénération par modulation synchrone d'intensité ne stabilise pas l'amplitude, et le filtrage en ligne est donc le plus souvent utilisé pour assurer cette fonction. En combinant les deux techniques, la transmission d'un train de solitons stables sur une distance quasi-infinie a été réalisée [26].

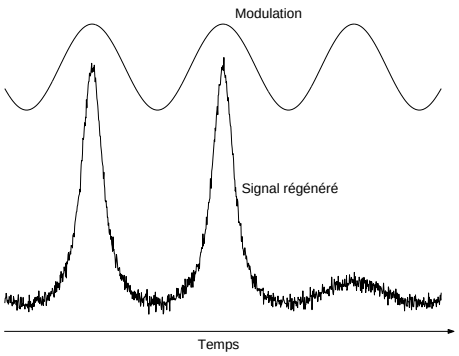

FIG. 1.9 – *Principe de la régénération synchrone en intensité appliqué à la séquence de bits "1 1 0".*

On peut également appliquer la régénération synchrone en utilisant des modulateurs de phase [27] [28] [29]. Ceux-ci introduisent alors une dérive en fréquence de l'impulsion

globale. On peut montrer que l'effet du modulateur de phase est d'augmenter la fréquence centrale du soliton lorsque celui ci est en retard sur le temps bit, ce qui l'accélère via la dispersion et le ramène au milieu du temps bit (et inversement lorsque le soliton est en avance). On obtient donc le même effet de force de rappel temporelle qui combat la gigue. En revanche l'effet de la modulation de phase sur la puissance de bruit n'est pas clair.

1.3.5 Techniques de multiplexage

Le multiplexage désigne la transmission de plusieurs flux d'informations indépendants (des canaux) dans le même support (ici, la fibre). Deux techniques de multiplexage ont jusqu'à maintenant été étudiées dans le cadre des transmissions par solitons : le multiplexage temporel (TDM pour *Time Division Multiplexing*) et le multiplexage en longueur d'onde (WDM pour *Wavelength Division Multiplexing*).

Multiplexage temporel

Le principe de base du multiplexage temporel est le suivant. Si N canaux de débit D doivent être multiplexés, on envoie successivement le premier bit de chacun des N canaux puis le deuxième bit de chacun des N canaux, etc.. Le débit du multiplex est ainsi égal à $N \times D$. En pratique, chaque canal est d'abord codé individuellement en RZ pour ne pas provoquer de recouvrement lors de l'opération de multiplexage, qui est effectuée optiquement à l'aide de lignes à retard. La récupération du signal d'horloge au démultiplexeur, réalisée généralement par des moyens électroniques[4], ainsi que la nécessité d'employer des impulsions de plus en plus courtes sont les facteurs limitant le débit global du système.

Multiplexage en longueur d'onde

Le multiplexage en longueur d'onde [31] consiste à envoyer chacun des canaux sur une longueur d'onde différente. Le nombre de canaux qu'il est possible de transmettre est limité par la bande de l'erbium d'une part, et par le débit requis pour chaque canal d'autre part (qui détermine l'espacement minimum entre les différentes longueurs d'onde). Dans un contexte de transmission linéaire, on comprend bien que les différents canaux seront transmis indépendamment les uns des autres, bien que la dispersion puisse poser un problème si la bande utilisée est large. En revanche, pour un système utilisant des solitons, donc intrinsèquement non linéaire, les interactions entre canaux existent bel et bien, et doivent être gérées de façon à pouvoir démultiplexer en réception. On relève deux difficultés supplémentaires liées aux systèmes solitons WDM : d'une part la XPM qui, couplée à la dispersion, provoque des collisions entre solitons de différents canaux qui

4. Certaines approches nouvelles proposent un démultiplexage temporel tout-optique exploitant les effets non linéaires dans les semiconducteurs [30].

peuvent être à l'origine d'une gigue temporelle en réception[5], et d'autre part le FWM qui peut détériorer la qualité du signal quand la puissance en ligne devient importante. L'optimisation des systèmes WDM fait l'objet d'une recherche intense, aussi bien en NRZ linéaire qu'en régime soliton. Ce type de multiplexage, associé à la technique de gestion de dispersion, parait être la solution la plus performante à l'heure actuelle. Rappelons enfin que c'est le développement d'EDFA ayant une bande suffisamment large et plate qui a permis l'essor de cette technique.

1.3.6 Transmissions utilisant la gestion de dispersion

La technique de gestion de dispersion (DM pour *Dispersion Management*) provient des liaisons optiques NRZ : pour compenser la dispersion chromatique résiduelle, on a pensé à introduire le long de la ligne ou en fin de ligne des tronçons de fibre présentant une dispersion opposée (DCF pour *Dispersion Compensating Fiber*). Cela a donc permis d'améliorer les performances des systèmes "linéaires NRZ". On a récemment découvert qu'une pratique similaire, cette fois dans un cadre de propagation soliton, pouvait améliorer grandement les performances d'un système de transmission [32]. L'idée est de constituer une liaison à partir d'éléments de base appelés cellules. Chaque cellule comprend un EDFA, et différents tronçons de fibre dont les dispersions se combinent pour que la cellule entière présente une dispersion résiduelle anormale faible. Ainsi, la dispersion locale peut être assez forte mais, moyennée sur une période soliton, la dispersion est compatible avec le régime soliton. Le résultat de cette cascade de fibres différentes est l'émergence d'un nouveau type d'impulsion qui présente une dynamique sur chaque cellule : d'une part la succession perte-amplification provoque des fluctuations de la puissance des impulsions, et d'autre part les différentes dispersions rencontrées provoquent des variations rapides et périodiques de la largeur temporelle et du *chirp* (variation de la longueur d'onde au cours du temps) de l'impulsion. On dit alors des impulsions qu'elles "respirent" d'où le terme anglo-saxon *breather* pour désigner ces porteurs d'information. La dynamique à long terme est régie quant à elle par les non-linéarités et la dispersion résiduelle. Pour plus de détails sur la gestion de dispersion, le lecteur est renvoyé à l'article de revue de Turitsyn et al. [33].

Les avantages de la gestion de dispersion sont multiples : tout d'abord, il se trouve que la puissance crête d'une impulsion DM est largement supérieure à celle d'un soliton correspondant, à largeur temporelle et dispersion moyenne égales. Cela augmente donc le rapport signal sur bruit, ou permet de se placer dans des régimes de dispersion moyenne très faible (en fait on peut montrer que les solitons DM peuvent même exister pour des dispersions moyennes nulles, voire normales [34] [35]). Ainsi, en se rapprochant du zéro de dispersion moyenne, on peut réduire considérablement la gigue de Gordon-Haus [36].

5. L'asymétrie de ces collisions est en fait le critère pertinent.

La compatibilité de la gestion de dispersion avec le WDM est un autre atout considérable : la grande valeur de dispersion locale rend le mélange quatre ondes très inefficace, et permet ainsi d'améliorer la qualité des transmissions WDM. De plus, une optimisation des positions des amplificateurs dans la cellule permet de réduire l'asymétrie des collisions, donc les dérives en fréquence et en position temporelle des canaux respectifs [37].

Enfin, un des aspects très séduisants du point de vue commercial est que la technique de compensation de dispersion pourrait être utilisée pour augmenter les capacités des réseaux terrestres de fibre optique (de type G652) déjà installés, et ainsi s'affranchir du coût de pose des câbles. En effet, les réseaux de la génération précédente sont principalement constitués de fibre standard, dont la dispersion est d'environ +17 ps/nm km à 1550 nm. En ajoutant à chaque amplificateur un élément dispersif (tronçon de fibre DCF ou réseau de Bragg chirpé photoinscrit) afin de compenser en partie la dispersion de la fibre standard, on peut constituer des liaisons DM à partir du réseau existant en n'intervenant qu'au niveau des répéteurs. Ceci limite fortement le coût du génie civil, qui est prépondérant lors de l'installation de nouveaux réseaux de câbles optiques.

1.3.7 Performances atteintes

Ce paragraphe vise à donner au lecteur un ordre de grandeur des débits et distances atteints en utilisant les différentes techniques présentées dans ce chapitre. Le but ici n'est en aucun cas de faire une historique exhaustive des expériences menées dans le domaine des télécommunications optiques longue distance par soliton. Un récapitulatif peut être trouvé dans la référence [10].

Tout d'abord, intéressons-nous aux expériences dans lesquelles une seule longueur d'onde est utilisée. Le record de distance (un million de km) a été atteint dans une expérience menée à 10 Gbit/s [26] en combinant le filtrage guidant et la régénération synchrone en intensité. Un débit de 40 Gbit/s sur 500 km est obtenu sans régénération et avec une distance d'amplification de 100 km, en alternant les polarisations successives afin de réduire les interactions entre solitons [38]. La technique de filtrage glissant a permis la transmission d'un train de solitons à 20 Gbit/s sur 14 000 km [39]. Enfin, un débit de 80 Gbit/s en multiplexage temporel est atteint dans la référence [40], sur une distance de 172 km.

Nakazawa et al. ont montré la compatibilité entre la régénération synchrone et le WDM dans une expérience en 1997 [41]. Cinq canaux à 20 Gbit/s chacun sont transmis sur une distance de 10 000 km, le débit global étant donc de 100 Gbit/s. Le WDM associé à la gestion de dispersion permet à Favre et al. de transmettre 16 canaux à 20 Gbit/s (320 Gbit/s) sur 1300 km [42]. Les techniques permettant de mieux contrôler la transmission et d'augmenter le débit s'améliorent constamment : l'égalisation du gain des amplificateurs permet d'augmenter la bande optique utilisable et de transmettre 34 canaux à 10 Gbit/s

sur 8500 km [43]. En utilisant de la fibre à dispersion plate et une DCF compensant la pente de la dispersion (c'est-à-dire la dispersion d'ordre 3), Tanaka et al. démontrent la transmission de 320 Gbit/s sur 7300 km [44]. Enfin, la réduction de l'espace entre les canaux WDM[6] dans le domaine spectral et l'optimisation du paramètre de prechirp des impulsions amènent Le Guen et al. à la démonstration d'une transmission de 32×20 Gbit/s sur 1200 km, avec un espace entre répéteurs de 100 km [45].

Ces chiffres impressionnants ne cessent d'évoluer et les recherches dans le domaine des communications par solitons optiques sont très intensives et souvent menées par des grands groupes industriels (Alcatel, NTT, British Telecom, France Telecom, etc..). Cependant, la possibilité d'utiliser la phase des solitons comme vecteur d'information n'a été proposée que très récemment et n'a pas fait l'objet de beaucoup d'études. L'objectif de ce travail est donc de mener une étude exploratoire parallèle de faisabilité d'un codage par modulation de phase (PSK pour *Phase Shift Keying*) appliqué aux solitons.

Après avoir abordé les principaux développements et tendances en transmissions solitons, nous allons maintenant nous intéresser à la source optique utilisée pour générer ces impulsions, vecteurs privilégiés de l'information.

6. Cette réduction est désignée par le sigle DWDM pour *Dense WDM*.

Chapitre 2

La source soliton

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la façon dont sont produites en pratique les impulsions utilisées dans les systèmes de communications par solitons. Nous examinons tout d'abord les différentes approches envisageables, puis nous étudions plus en détails la source réalisée dans le cadre de ce travail.

2.1 La génération de solitons pour les systèmes de télécommunications: état de l'art

2.1.1 Cahier des charges

Afin de mieux cerner le problème de la génération de solitons, considérons l'ensemble des critères que doit vérifier une source soliton [14] [46] :

- La caractéristique d'atténuation des fibres optiques fixe la longueur d'onde centrale des impulsions autour de 1,55 μm.
- Le taux de répétition du train d'impulsions émis par la source doit être compatible avec le débit envisagé (c'est-à-dire plusieurs GHz).
- La durée typique des impulsions solitons utilisées dans les systèmes de télécommunications est de quelques dizaines de picosecondes. De plus, cette durée doit être inférieure au cinquième de la période de répétition, afin de réduire les interactions entre solitons.
- La puissance crête des impulsions de sortie doit être égale à la puissance requise pour une propagation de type "soliton moyen" (typiquement, quelques mW). Cette condition nécessite le plus souvent une étape d'amplification optique utilisant un EDFA.
- Le profil en intensité optique des impulsions produites doit ressembler le plus possible à une sécante hyperbolique au carré, afin de minimiser l'énergie projetée sur le continuum dispersif. D'autre part, toujours dans ce souci de minimisation de l'onde dispersive, la puissance optique émise entre les impulsions doit être aussi faible que possible.

– Enfin, le critère précédent s'accompagne d'une condition de pureté de la porteuse optique : la fréquence de la porteuse optique doit rester constante le long de l'impulsion. Ceci implique un produit "durée temporelle" "largeur spectrale" (ces deux quantités étant évaluées à mi hauteur), $\Delta\nu\Delta t < 0{,}5$. Nous verrons que cette condition est la plus difficile à vérifier dans le cas de la génération par commutation de gain d'un laser semiconducteur.

L'ensemble de ces conditions est requis dans le cadre de systèmes de communications destinés à un codage classique sur l'amplitude. Dans notre cas, nous verrons qu'il serait intéressant de disposer d'une source dont le taux de répétition soit très flexible (et notamment très bas, 100 MHz par exemple).

2.1.2 Génération d'impulsions solitons avec un laser semiconducteur

Les lasers à semiconducteurs présentent des avantages qui en font de bons candidats pour la génération d'impulsions solitons. L'existence de diodes très monochromatiques, présentant des bandes passantes intrinsèques importantes (jusqu'à 10 GHz), font qu'elles ont été largement utilisées dans la génération de solitons. Différentes approches utilisant ces lasers sont possibles [47] : le blocage de mode actif et passif, et la commutation de gain.

Blocage de modes

L'onde optique émise par un laser est habituellement constituée d'un mélange incohérent (dont les phases varient aléatoirement et ne sont pas liées les unes aux autres) des différents modes de cavité autorisés par le milieu à gain. Le principe du blocage de mode est le suivant : on introduit dans la cavité laser un élément qui provoque une interaction entre les modes longitudinaux et les synchronise les uns aux autres. Ce verrouillage entre les modes fait qu'ils sont désormais en situation d'interférence constructive à un endroit de la cavité, provoquant ainsi l'apparition d'une impulsion (voir figure 2.1). Le laser émet alors un train d'impulsions à un taux de répétition égal à la fréquence intermodale du laser. La longueur typique d'un laser semiconducteur étant de 300 μm, le taux de répétition attendu de 100 GHz est un peu trop élevé aux vues des applications envisagées. C'est pourquoi on utilise souvent un couplage de la diode à une cavité externe (constituée d'espace libre ou de fibre) pour réaliser le blocage de modes, et obtenir des taux de répétition compatibles avec les applications en télécommunications. Deux mécanismes sont principalement utilisés pour réaliser le blocage : le blocage actif et le blocage passif.

Le blocage actif consiste à moduler le gain ou les pertes du laser à la fréquence intermodale (ou à une harmonique de cette fréquence). La modulation crée des bandes latérales en phase avec le fondamental pour chaque mode, positionnées aux fréquences des modes

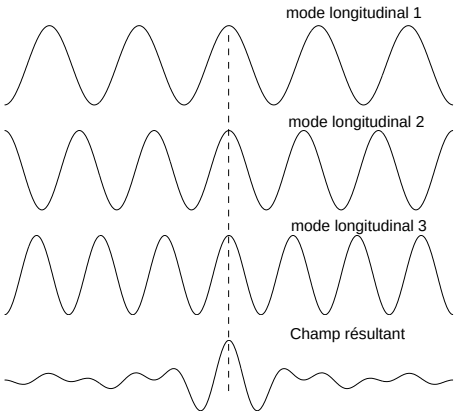

FIG. 2.1 – *Principe du blocage de modes.*

adjacents, ce qui entraîne la synchronisation. La modulation de gain se fait directement sur le courant traversant la zone active de la diode laser. Des impulsions d'environ 20 ps à des taux de répétitions allant jusqu'à 20 GHz ont ainsi été produites.

Le blocage passif est réalisé avec des lasers semiconducteurs endommagés, vieux, ou traités par implantation d'une face de sortie, qui présentent alors des régions d'absorption saturable. Si deux modes se trouvent en phase, ils vont alors saturer l'absorbant, ce qui revient à dire que le milieu va être favorable (en terme de gain) à la synchronisation des différents modes. Cette technique a permis la production d'impulsions de durée inférieure à 10 ps.

Commutation de gain

Une autre approche permettant de générer des impulsions picosecondes avec un laser semiconducteur monomode (de type DFB pour *Distributed Feed-Back* ou DBR pour *Distributed Bragg Reflector*) est la commutation de gain. Étant la solution retenue pour fabriquer notre source, nous ferons dans la partie suivante une étude quantitative des divers phénomènes impliqués. Le principe de base est d'appliquer à un laser rapide une forte modulation superposée à un courant de polarisation constant inférieur au courant de seuil. Le signal modulant peut être sinusoïdal ou constitué d'un train d'impulsions électriques courtes. Le résultat de cette opération est l'émission par le laser d'un train d'impulsions très courtes (typiquement 20-40 ps). L'idée est d'exciter le premier pic d'oscillation de relaxation du laser, et de terminer l'excitation électrique avant l'apparition du deuxième. La fréquence de modulation doit donc être assez élevée si l'on utilise une excitation sinusoïdale ($\geq$ 500 MHz). Le principal inconvénient de cette méthode est la dérive de fréquence optique le long de l'impulsion, ou *chirp*, qui provoque un élargissement spectral important incompatible avec la propagation soliton. La référence [48] étudie les conditions de lancement d'une impulsion chirpée qui maximisent la fraction de l'énergie projetée sur la solution soliton. Néanmoins, il est en général préférable d'effectuer un

traitement préalable sur l'impulsion de commutation de gain. Diverses techniques ont été employées pour remédier à ce problème de pureté spectrale.

La solution la plus simple consiste à sélectionner à l'aide d'un filtre très étroit la partie du spectre intéressante (*spectral windowing*). Le filtre utilisé est soit de type Fabry-Perot [49], soit constitué d'un réseau de Bragg [50]. L'inconvénient est bien sûr la perte de puissance optique très importante.

Une autre solution consiste à tirer parti du chirp initial imposé par la commutation de gain pour comprimer l'impulsion à l'aide d'un composant dispersif : la dérive de longueur d'onde ayant tendance à placer les composantes spectrales "bleues" devant, on dispose à la sortie du laser un élément dispersif qui va ralentir les composantes "bleues" et accélérer les "rouges", c'est-à-dire présentant une dispersion normale. Cette technique, utilisée d'abord pour fabriquer des impulsions radar dans le domaine des radiofréquences, comprime l'impulsion dans le domaine temporel sans changer le spectre en puissance, et réduit donc le produit $\Delta\nu\Delta t$ à des valeurs compatibles avec la condition du cahier des charges. L'élément dispersif est variable : fibre de compensation de dispersion (DCF pour *Dispersion Compensating Fiber*) [51] [52] [53] [54] [55], ou réseau de Bragg photoinscrit linéairement chirpé [56].

On peut également utiliser la commutation de gain avec un laser semiconducteur à cavité Fabry-Perot (émettant plusieurs longueurs d'onde) en sélectionnant un des modes par injection de lumière monochromatique dans la cavité. Celle-ci peut se faire à l'aide d'un laser monochromatique étroit [57], ou en réfléchissant une partie de l'onde émise par le laser FP via un filtre [58] (on parle alors de réinjection). L'intérêt est alors de pouvoir accorder la longueur d'onde d'émission des impulsions en faisant varier la longueur d'onde d'injection[1]. Les diodes FP rapides présentent également l'avantage d'être meilleur marché que leurs équivalents en DFB ou DBR. Bien entendu, il faut utiliser une technique de compression après l'émission comme dans le cas d'un laser monochromatique.

Enfin, l'utilisation d'un laser DBR comportant une électrode de phase permet de compenser le chirp dû à la zone de gain en modulant simultanément les deux sections (phase et gain) [59]. Les paramètres à ajuster sont alors la puissance de modulation sur l'électrode de phase et la phase entre les deux signaux électriques de modulation. Cette technique est toutefois limitée par la faible bande passante de l'électrode de phase, et ne permet guère de monter au delà de 3 GHz.

Modulateurs électroabsorbants

On peut également utiliser une diode laser comme source de lumière continue et sculpter des impulsions dans ce flux à l'aide d'un modulateur externe. Cette solution est particulièrement attrayante dans le cas des modulateurs électroabsorbant : la fonction de

1. Ceci se réalise soit en utilisant un laser d'injection accordable, soit en opérant avec un filtre accordable pour réinjecter.

transfert liant la puissance optique transmise à la tension de commande est non linéaire, ce qui permet d'obtenir des impulsions solitons en appliquant un signal sinusoïdal au modulateur (voir figure 2.2). Avec un autre type de modulateur, il faudrait appliquer un signal électrique impulsionnel très large bande difficile à obtenir. D'autre part, le fait que le principe physique de ces modulateurs réside dans l'utilisation de semiconducteurs permet l'intégration de la diode laser et du module électroabsorbant sur le même substrat [60]. Cette intégration monolithique réduit les pertes de couplage à l'entrée et permet d'augmenter la compacité de la source.

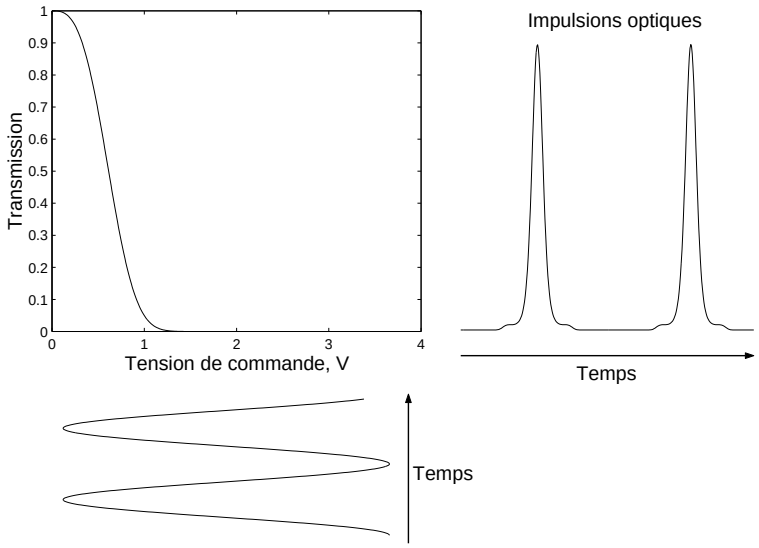

FIG. 2.2 – *Génération d'impulsions avec modulateur électro-absorbant.*

Les inconvénients majeurs des modulateurs électro-absorbant sont les pertes d'insertion assez élevées (typiquement 10 dB), et, en ce qui concerne ce travail, le rapport assez rigide entre la période de répétition et la largeur de l'impulsion (qui est à peu près fixé à 5). De plus, ces modulateurs introduisent un chirp qui, bien qu'inférieur à celui des impulsions de commutation de gain, reste pénalisant. Néanmoins, c'est la solution la plus adoptée à l'heure actuelle dans le cadre des transmissions à très haut débit par solitons.

2.1.3 Génération de solitons utilisant un laser à fibre

On peut également utiliser pour générer des solitons un laser en anneau constitué de fibre, dont le milieu à gain est un EDFA. La production des impulsions se fait par blocage de mode actif en utilisant un modulateur d'intensité intégré sur $LiNbO_3$, ou passif grâce à un absorbant saturable (semiconducteur, miroir en boucle non linéaire, etc..) inséré dans la cavité. Un filtre étroit (2 à 3 nm) est également placé dans la cavité pour encourager l'apparition d'impulsions en limite de Fourier. Ces sources donnent des résultats excellents puisque la propagation des impulsions dans le laser est déjà régi par l'ESNL. On obtient ainsi des impulsions en limite de Fourier allant de valeurs <1 ps à 50 ps, avec des taux de

répétitions pouvant atteindre 15 GHz [61] [62]. Le défaut de ces lasers est leur instabilité face aux variations de température et les problèmes de polarisation qui obligent à employer de la fibre à maintien de polarisation.

2.1.4 Techniques de compression d'impulsions

Afin d'accroître le débit, il est nécessaire de travailler avec des impulsions de plus en plus brèves. Nous allons donc maintenant mentionner les techniques de compression d'impulsions les plus utilisées : la compression par effet soliton et la compression utilisant une fibre à dispersion décroissante (DDF pour *Dispersion Decreasing Fiber*).

La compression par effet soliton utilise les propriétés de propagation des solitons d'ordre $N > 1$. L'enveloppe des ces impulsions varie périodiquement en fonction de la distance de propagation, et le premier stade de cette évolution est une compression temporelle. Ainsi, en ajustant la longueur, les paramètres de la fibre, et la puissance de l'impulsion initiale, on arrive à des facteurs de compression supérieurs à 10.

Le phénomène d'adaptation adiabatique d'une impulsion soliton aux conditions extérieures est à l'origine de la compression par DDF : considérons un soliton dans une fibre dont la dispersion décroît lentement (par rapport à la période soliton). A mesure que la dispersion diminue, la puissance crête devient supérieure à la puissance soliton, et l'automodulation prend le dessus sur la dispersion. Il y a donc compression jusqu'à ce que le spectre soit assez large pour que la dispersion rattrape l'effet Kerr. Là encore, on obtient des facteurs de compression supérieurs à 10.

Nous allons maintenant nous focaliser sur la source réalisée dans le cadre ce cette étude des communications cohérentes par solitons. Le contexte de ce travail nous a poussé à favoriser la flexibilité et la simplicité de la source. C'est pourquoi nous avons retenu la solution de la commutation de gain d'un laser DFB avec compression par réseau de Bragg chirpé photoinscrit dans une fibre.

2.2 Commutation de gain d'un laser DFB et compression linéaire d'impulsions chirpées

2.2.1 Structure d'un DFB

Les lasers semiconducteurs utilisés dans ce travail sont du type DFB (*Distributed Feed-Back*, contre-réaction répartie), à multi-puits quantiques (MQW pour *Multi-Quantum Well*). Le principe de ce type de laser est de graver un réseau de Bragg à proximité de la couche active du laser, ce qui va modifier localement son indice effectif. La contre-réaction ne se fait pas sur les faces clivées du laser, comme dans le cas d'un laser à cavité Fabry-Perot, mais est distribuée tout le long de la couche active, par interaction entre l'onde optique et le réseau. De plus cette interaction est dépendante de la longueur d'onde, ce

qui provoque la sélection d'un seul mode longitudinal. Un schéma de principe est dessiné en figure 2.3.

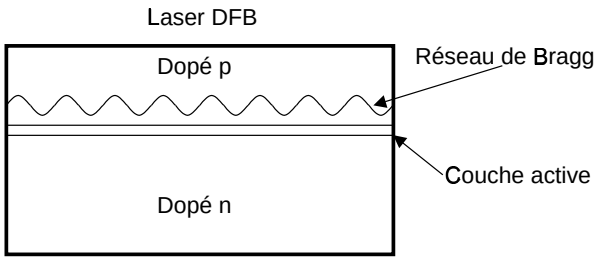

FIG. 2.3 – *Schéma de principe d'un laser DFB.*

La couche active est dans notre cas composée de plusieurs puits quantiques, c'est-à-dire d'un empilement de couches de InGaAsP de quelques centaines d'angströms constituant des puits de potentiel. A ces dimensions, des comportements quantiques apparaissent pour les porteurs qui sont alors confinés dans les puits, augmentant ainsi la probabilité de recombinaison. L'apport de cette technique est d'augmenter le gain du matériau, ce qui permet d'obtenir des lasers rapides et de rendre le seuil d'émission laser plus bas. Une autre amélioration apportée par les MQW est la réduction du facteur de couplage phase-amplitude (qui provoque le chirp des impulsions, le lecteur est renvoyé ci-après). Ces quelques notions sur la structure des lasers sont bien entendu très succinctes et nous renvoyons le lecteur intéressé par ce vaste sujet à des ouvrages spécialisés (par exemple, la référence [63]).

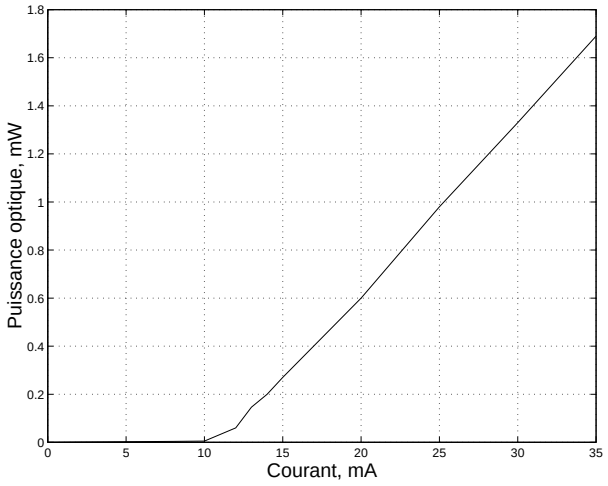

FIG. 2.4 – *Caractéristique courant-puissance du laser DFB utilisé.*

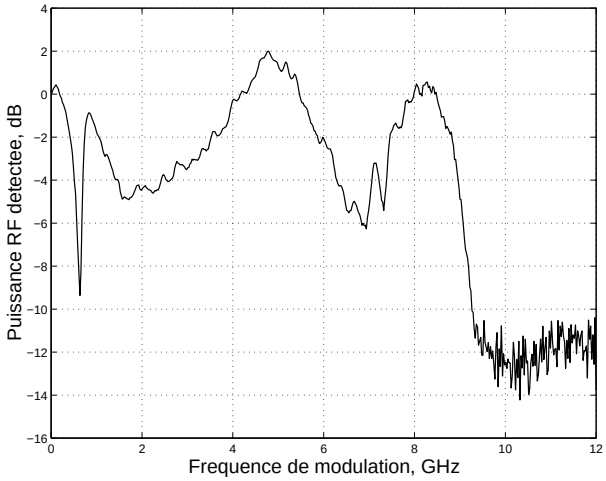

FIG. 2.5 – *Bande passante du laser DFB.*

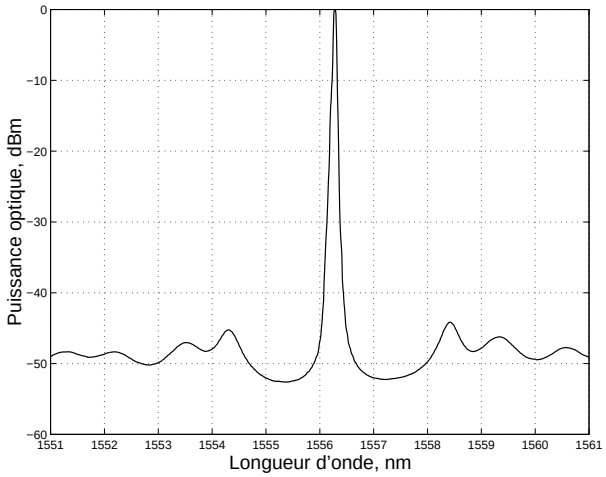

FIG. 2.6 – *Spectre d'émission du laser DFB.*

Le laser que nous utilisons (constructeur NEL, référence NLK1551CCA), de type DFB-MQW, présente une bande passante nominale de 10 GHz et un courant de seuil de 11 mA. La longueur d'onde centrale d'émission (1556 nm) a été choisie afin d'obtenir dans la fibre une dispersion anormale inférieure à 1 ps/nm.km (estimée à 0.6 ps/nm.km). La figure 2.4 montre la puissance optique émise en fonction du courant d'alimentation, mettant en évidence le seuil laser. Le spectre de la lumière émise est montré en figure 2.6. On observe que le taux de suppression des modes secondaires est supérieur à 40 dB. Enfin, la figure 2.5 est une mesure de la bande passante du laser réalisée à l'aide d'un analyseur de réseau scalaire. Le principe de cette mesure est de moduler le courant du laser directement autour d'un point de fonctionnement (ici, le courant de polarisation est de 35 mA) par un signal sinusoïdal de fréquence variable. La mesure de la puissance hyperfréquence récupérée par un détecteur rapide (de bande passante 25 GHz) en sortie du laser nous donne accès à sa

réponse en fréquence. On observe des imperfections dans la fonction de transfert obtenue, certainement dues au circuit d'alimentation de la diode.

2.2.2 Principe de la commutation de gain

Nous considérons dans un premier temps la réponse optique d'un laser à un échelon de courant (figure 2.7). Avant d'atteindre le régime stationnaire, la puissance optique émise par le laser oscille autour de sa position d'équilibre, d'autant plus que les temps de vie des porteurs et des photons sont différents (respectivement 1 ns et 1 ps). Cela peut se comprendre ainsi : la population de porteurs commence à augmenter dès l'établissement du courant, franchit le courant de seuil, et augmente éventuellement au-delà de sa position d'équilibre. A ce moment cet excès de gain est restitué violemment sous la forme d'une impulsion lumineuse intense qui dépasse, là aussi, la puissance d'équilibre. Cette émission de photons s'accompagne d'une diminution brutale du nombre de porteurs, qui repasse sous la valeur stationnaire. La densité de photon diminue alors, et le processus se répète en s'amortissant jusqu'à l'établissement du régime stationnaire.

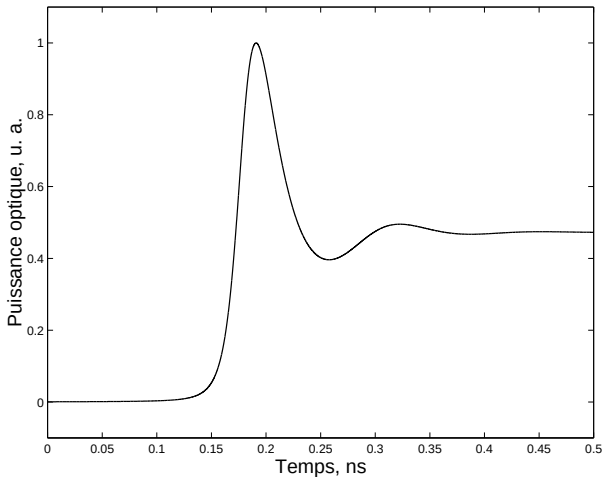

FIG. 2.7 – *Réponse d'un laser à un échelon de courant (simulation).*

La commutation de gain exploite ce phénomène de relaxation. En appliquant une impulsion de courant suffisamment courte, on peut se limiter à l'émission du premier pic de relaxation et obtenir ainsi des impulsions optiques très courtes. Il est intéressant de noter que la dynamique du laser engendre des impulsions optiques en général plus courtes que les impulsions électriques appliquées. Nous allons maintenant étudier de manière quantitative la dynamique du laser afin de prévoir les caractéristiques des impulsions produites par commutation de gain.

Équations d'évolution du laser

Afin d'étudier les caractéristiques dynamiques du laser, il est nécessaire de modéliser les interactions entre les porteurs et les photons dans la cavité laser. Les équations qui décrivent ces interactions sont appelées "équations d'évolution" et sont données par :

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{i(t)}{eV} - \frac{n(t)}{\tau_s} - v_g g(t) s(t) \ , \tag{2.1}$$

$$\frac{ds(t)}{dt} = \Gamma v_g g(t) s(t) - \frac{s(t)}{\tau_\phi} + \Gamma \beta \frac{n(t)}{\tau_s} \ . \tag{2.2}$$

L'équation 2.1 décrit l'évolution de la densité de porteurs $n(t)$. Le premier terme représente le courant injecté dans le laser ($i(t)$ est l'intensité du courant, e est la charge de l'électron, et V est le volume actif du laser), le deuxième terme est la perte de porteurs par émission spontanée (τ_s est le temps de vie d'émission spontanée), et le troisième terme est la diminution de porteurs par unité de temps liée à l'émission stimulée (v_g est la vitesse de groupe, $g(t)$ représente le gain, et $s(t)$ la densité de photons dans le mode). L'équation 2.2 modélise les variations de densité de photons : celle-ci augmente par suite de l'émission stimulée (le premier terme, où V/Γ est le volume du mode), et d'une fraction β de l'émission spontanée (troisième terme), et diminue à cause des pertes de la cavité, regroupées ici sous un unique facteur de temps de vie des photons τ_ϕ (deuxième terme).

Le gain g dépend de la densité de porteurs n selon une relation linéaire en première approximation. Cependant, les études expérimentales montrent que ce gain dépend de la densité de photons, et que des effets de saturation peuvent apparaître. La modélisation du gain se fera donc par la relation :

$$g = a(n - n_0)(1 - \epsilon s) \ , \tag{2.3}$$

où n_0 est la densité de porteurs à la transparence, et ϵ est le facteur de compression de gain qui rend compte des effets de saturation. Les équations 2.1 et 2.2 sont donc deux équations différentielles non linéaires couplées, qui décrivent la dynamique du laser pour un mode. Le laser que nous utilisons étant monomode, nous n'avons donc besoin que d'un système de ce type pour rendre compte du comportement du laser. La linéarisation de ces équations autour d'un point de fonctionnement[2] mène à la caractéristique classique de réponse en fréquence d'un laser semiconducteur, c'est-à-dire un système du deuxième ordre caractérisé par une fréquence de résonance et un facteur d'amortissement. Néanmoins le principe même de la commutation de gain nous place dans le régime des grands signaux, et on ne peut plus résoudre les équations d'évolution analytiquement. Nous sommes donc amenés à résoudre ces équations de façon numérique.

2. Cette linéarisation constitue une approximation du régime de modulation petit signal autour d'un courant de polarisation.

Couplage phase amplitude : le chirp

Une des propriétés des lasers à semiconducteur est qu'une modulation directe du courant entraîne non seulement une modulation de la puissance optique émise, mais aussi de la fréquence d'émission. En effet, des variations de la densité de porteurs dans la cavité provoquent une variation de l'indice de réfraction du milieu, ce qui influe sur la longueur d'onde d'émission. On peut voir dans cette constatation une manifestation des relations de Kramers-Kronig, qui relient la partie réelle de l'indice optique généralisé à la partie imaginaire, c'est-à-dire l'indice de réfraction au gain (ou à l'absorption) : pour un semiconducteur, la dissymétrie de la courbe de gain en fonction de la longueur d'onde fait que l'indice de réfraction augmente quand la densité de porteurs augmente. Afin d'analyser de façon quantitative cette dérive de longueur d'onde, on définit un paramètre α_H, appelé facteur de Henry [64], ou facteur de couplage phase-amplitude :

$$\alpha_H = \frac{\frac{d[\mathrm{Re}(\beta)]}{dn}}{\frac{d[\mathrm{Im}(\beta)]}{dn}} , \tag{2.4}$$

où β est la constante de propagation ($Im(\beta)$ est proportionnel au gain et $Re(\beta)$ à l'indice effectif du mode guidé). A partir de cette définition et des équations d'évolution, on peut alors déduire la fréquence instantanée de l'onde optique émise à l'instant t, $\nu(t)$ [14]:

$$\nu(t) - \nu_0 = -\frac{\alpha_H}{4\pi}\left(\frac{1}{s(t)}\frac{ds}{dt} + \frac{\epsilon}{\tau_\phi}s(t)\right) , \tag{2.5}$$

où ν_0 est la fréquence nominale d'émission du laser. Cette équation est à ajouter aux équations d'évolution afin d'obtenir une description complète (amplitude et phase) du champ optique émis par un laser semiconducteur soumis à une modulation directe de courant.

Revenons maintenant à la commutation de gain. Le couplage phase-amplitude provoque une variation de longueur d'onde instantanée[3] et élargit donc le spectre optique de l'impulsion. Nous profitons de ce paragraphe pour préciser la signification du terme "limite de Fourier". Une impulsion est dite en limite de Fourier si son spectre optique se déduit directement de l'observation de son profil temporel en intensité. Une autre façon de voir cette notion est de dire que l'impulsion est constituée par le produit d'une enveloppe temporelle et d'une porteuse optique purement sinusoïdale de fréquence constante. Les impulsions produites par commutation de gain ne sont donc pas en limite de Fourier, alors que l'impulsion soliton théorique est en limite de Fourier. La dernière condition du cahier des charges, concernant le produit $\Delta t \Delta\nu$, revient alors à dire que les impulsions doivent être en limite de Fourier (ce qui correspond à $\Delta\nu\Delta t = 0{,}441$ pour une impulsion gaussienne et $\Delta\nu\Delta t = 0{,}315$ pour une impulsion en sécante hyperbolique au carré).

L'évaluation du facteur de Henry d'un laser à partir de mesures expérimentales simples est particulièrement difficile. Une technique consiste à évaluer l'élargissement de la raie

3. La longueur d'onde est plus "bleue" sur le front montant et plus "rouge" en queue d'impulsion.

en fonction de l'intensité d'une modulation sinusoïdale à basse fréquence (cette relation est en théorie linéaire et dépend directement de α_H). Le problème est que le coefficient de la droite dépend également du facteur de compression de gain ϵ, qui est également très difficile à évaluer. Une autre méthode simple relie directement le produit $\Delta\nu\Delta t$ des impulsions de commutation de gain à α_H [65]. Nous allons maintenant étudier la compression de ces impulsions de commutation de gain utilisant un élément dispersif.

2.2.3 Compression linéaire d'impulsions chirpées

Afin de mieux comprendre le phénomène de compression nous allons considérer le cas simple d'une impulsion gaussienne linéairement chirpée se propageant dans un milieu dispersif. Négligeant les effets non linéaires, l'équation de propagation dans le repère se déplaçant à la vitesse de groupe moyenne est alors :

$$i\frac{\partial u}{\partial Z} = \frac{1}{2}k''\frac{\partial^2 u}{\partial T^2} \ . \tag{2.6}$$

On passe dans le domaine de Fourier :

$$i\frac{\partial \tilde{u}}{\partial Z} = -\frac{1}{2}k''\omega^2\tilde{u} \ . \tag{2.7}$$

La solution de cette équation différentielle simple est donnée par :

$$\tilde{u}(Z,\omega) = \tilde{u}(0,\omega)\exp\left(\frac{i}{2}k''\omega^2 Z\right) \ . \tag{2.8}$$

La dispersion modifie donc la phase de chaque composante spectrale de façon différente, ce qui mène à la modification du profil temporel du champ. On peut calculer ce profil modifié en effectuant une transformée de Fourier inverse sur le résultat de l'équation 2.8. Appliquons désormais ce calcul au cas d'une impulsion gaussienne linéairement chirpée. Le champ à l'entrée du dispositif de compression est alors donné par :

$$u(0,T) = \exp\left(-\frac{1+iC}{2}\frac{T^2}{T_0^2}\right) \ , \tag{2.9}$$

où C est le paramètre de chirp. Le terme "linéairement chirpé" vient du fait que la fréquence instantanée[4] est une fonction linéaire du temps. Le signe du paramètre C détermine le sens de la dérive en fréquence. La transformée de Fourier de cette impulsion est donnée par :

$$\tilde{u}(0,\omega) = \left(\frac{2\pi T_0^2}{1+iC}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1+iC)}\right) \ . \tag{2.10}$$

En appliquant l'équation 2.8 à ce spectre, on obtient alors le résultat de l'effet de la dispersion sur l'impulsion. Le fait que la transformée de Fourier d'une gaussienne soit

4. La fréquence instantanée est définie comme la dérivée de la phase multipliée par 2π.

une gaussienne facilite grandement tous ces calculs, qui peuvent être conduits de façon analytique. Le champ après propagation est donné par [7] :

$$u(Z,T) = \frac{T_0}{[T_0^2 - ik''Z(1+iC)]^2} \exp\left(-\frac{(1+iC)T^2}{2[T_0^2 - ik''Z(1+iC)]}\right) . \tag{2.11}$$

Le champ reste donc gaussien, et la durée de l'impulsion après propagation T_1 est reliée à la durée initiale T_0 par :

$$T_1 = T_0\sqrt{\left(1 + \frac{Ck''Z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{k''Z}{T_0^2}\right)^2} . \tag{2.12}$$

Dans le cas d'une impulsion initiale non chirpée ($C = 0$) on constate un élargissement monotone de l'impulsion dès le début de la propagation. En fait, les composantes spectrales étant dans ce cas initialement en phase, la dispersion induit un déphasage entre les composantes qui se traduit par un élargissement. Par contre, si l'on part d'une impulsion initialement chirpée, la dispersion, si elle agit dans le bon sens, peut remettre les composantes en phase, et donc comprimer l'impulsion. On voit dans l'équation 2.12 que c'est le signe du produit $k''C$ qui détermine le comportement de l'impulsion. La figure 2.8 montre l'évolution de la durée d'une telle impulsion en fonction de la distance normalisée à la distance caractéristique de dispersion $L_D = T_0^2/|k''|$. Nous avons maintenant

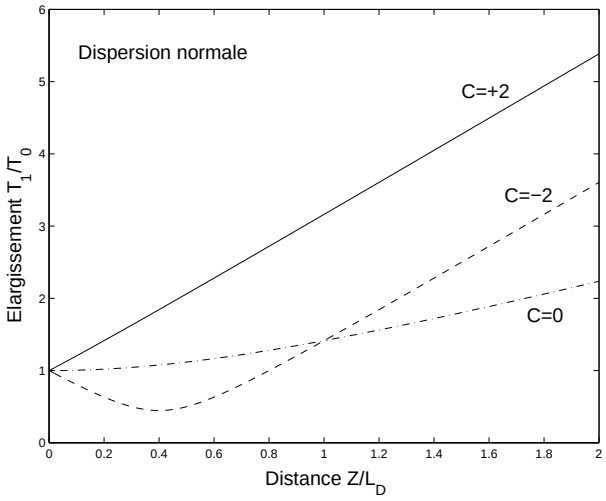

FIG. 2.8 – *Évolution de la durée d'une impulsion gaussienne chirpée se propageant dans une fibre dispersive.*

précisé le principe de compression à l'aide d'un modèle simple d'impulsion. Une étude plus précise de la source nécessite la résolution des équations d'évolution et de l'équation de fréquence instantanée, qui forment un système de trois équations non linéaires, dont deux sont couplées. Nous allons donc désormais utiliser l'analyse numérique afin de caractériser complètement la source d'impulsions. En particulier, nous verrons que la dérive en fréquence au cours de l'impulsion n'est pas linéaire, ce qui implique que le chirp ne peut pas être entièrement compensé par la dispersion d'ordre 2.

2.3 Simulations

2.3.1 Modèle utilisé

La méthode d'analyse numérique utilisée pour résoudre les équations d'évolution est une des plus simples: c'est la méthode des différences finies. Le principe est de discrétiser la variable temporelle avec un pas petit devant toutes les durées caractéristiques du phénomène à étudier. On remplace alors les dérivées du premier ordre par leur approximation sur l'intervalle de temps Δt:

$$\frac{df}{dt} \rightarrow \frac{f((i+1)\Delta t) - f(i\Delta t)}{\Delta t} \ . \tag{2.13}$$

On peut alors résoudre toutes les équations en avançant de façon itérative dans le temps. Le temps de calcul est proportionnel à la fenêtre temporelle envisagée et inversement proportionnel au pas choisi. Le pas nécessaire est évalué en faisant les tests classiques: le résultat de la simulation ne doit pas dépendre de sa valeur, si celle-ci est suffisamment faible. Un pas de 30 fs a ainsi été utilisé par la suite. Nous allons maintenant nous intéresser à la détermination des paramètres physiques du laser utilisés dans le modèle.

2.3.2 Ajustement des paramètres physiques du laser

Les équations d'évolution font intervenir de nombreux paramètres physiques qui dépendent du type de laser utilisé. Afin d'obtenir un modèle qui représente le mieux possible le comportement du laser réel, il faut donc avoir accès à ces paramètres de façon expérimentale. Nous décrivons ici le processus de comparaison entre le modèle et le laser réel, qui, associé à la connaissance des valeurs typiques de ces paramètres pour les lasers DFB-MQW, nous a permis d'évaluer les paramètres physiques intervenant dans la simulation.

Les différentes mesures effectuées sont la mesure du seuil d'émission laser, de la bande passante, et de la largeur de raie du laser. D'autre part, les paramètres géométriques du laser (longueur, dimensions du guide), et les matériaux utilisés nous ont été donnés par le constructeur. Ces dernières informations nous donnent accès au facteur de confinement. Le temps de vie des électrons est directement lié au temps de retard d'émission laser lorsque celui-ci subit un échelon de courant. Le temps de vie des photons dépend essentiellement des pertes de la cavité, c'est-à-dire de la longueur de la zone active, du matériau, et des pertes par rayonnement à l'extérieur de la cavité. La mesure de la largeur de raie[5] (10 MHz) et la fréquence de résonance observée sur la bande passante du laser nous donnent deux relations supplémentaires entre les différents paramètres. Le facteur de couplage phase-amplitude a été estimé directement en mesurant le produit $\Delta t \Delta \nu$ des impulsions de

5. Cette mesure a été effectuée à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Perot utilisé en spectroscope.

Volume de la région active V	40 μm^3
Temps de vie d'émission spontanée τ_s	1,25 ns
Gain optique $v_g a$	3.10^{-12} m^3 s^{-1}
Densité de porteurs à la transparence n_0	$1{,}2.10^{24}$ m^{-3}
Coefficient de compression de gain ϵ	$3{,}8.10^{-23}$ m^{-3}
Facteur de confinement Γ	0,42
Durée de vie des photons τ_ϕ	1 ps
Couplage émission spontanée-émission laser β	8.10^{-4}
Facteur de Henry α_H	2,5

TAB. 2.1 – *Paramètres physiques du laser utilisé en commutation de gain.*

commutation de gain. Le résultat de cet aller-retour entre caractéristiques expérimentales et paramètres physiques est résumé dans le tableau 2.1.

2.3.3 Résultats

La figure 2.9 montre le résultat de la simulation du comportement dynamique du laser en réponse à une impulsion gaussienne de courant de largeur à mi-hauteur 70 ps, d'amplitude crête 200 mA. On observe bien la construction progressive du gain et l'émission brusque et retardée par rapport à l'excitation électrique d'une impulsion lumineuse. Le phénomène de chirp est également très nettement visible : la fréquence optique émise est supérieure à la fréquence nominale sur le front avant de l'impulsion et décroît ensuite pour passer sous la fréquence nominale. L'excursion totale en fréquence est d'environ 80 GHz.

Les résultats obtenus dépendent fortement de l'intensité crête de l'impulsion de courant appliquée : la dissymétrie et la largeur à mi-hauteur du profil d'intensité de l'impulsion de commutation de gain augmentent quand on augmente le courant crête. L'excursion en fréquence instantanée augmente également, ce qui est en accord avec l'origine physique du phénomène.

La simulation de la compression par un élément dispersif se conduit comme le calcul analytique du paragraphe 2.2.3 : on fait subir au champ optique issu de la résolution des équations d'évolution une transformée de Fourier discrète. La dispersion est alors facilement introduite dans le domaine fréquentiel en utilisant l'équation 2.8. Le champ dispersé est ensuite retrouvé en effectuant une transformée de Fourier inverse. La figure 2.10 montre le résultat de cette opération sur l'impulsion obtenue en figure 2.9 pour différentes valeurs de dispersion. On voit nettement dans un premier temps le phénomène de compression de l'impulsion : la durée à mi-hauteur diminue tandis que la puissance crête augmente. La valeur optimale de dispersion à introduire est d'environ 50 ps/nm. Au-delà de cette valeur, pour laquelle les composantes bleues et rouges ont été ramenées au centre de l'impulsion, la dispersion commence à introduire un chirp de signe opposé au chirp initial. Cela se traduit par un élargissement de l'impulsion. La nature non-linéaire

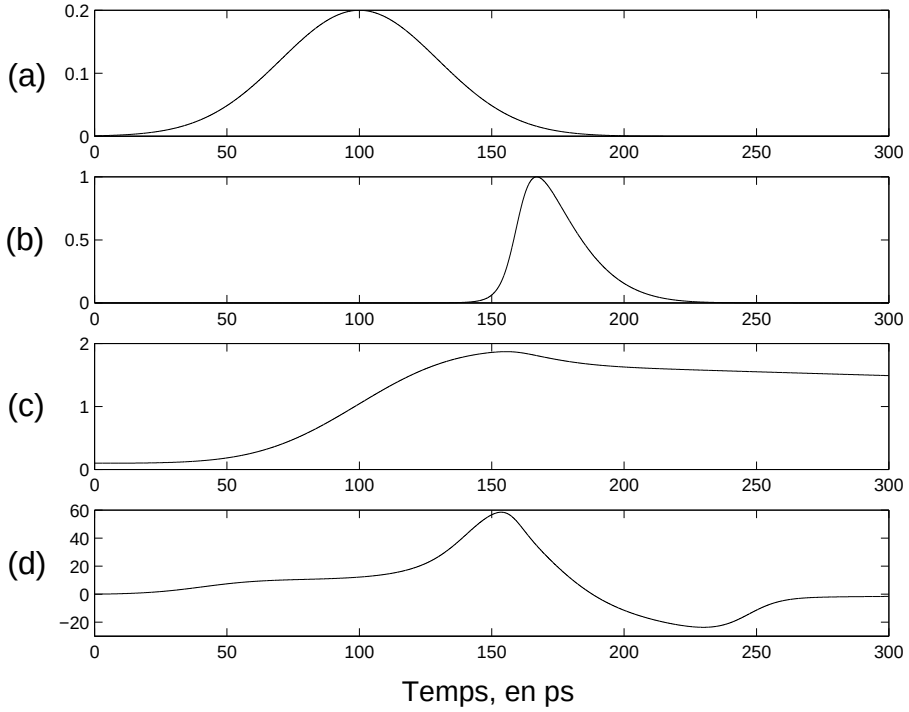

FIG. 2.9 – *Simulation de commutation de gain (a) Excitation électrique, A (b) Puissance optique émise, u. a. (c) Densité de porteurs, n_0 (d) Fréquence instantanée, GHz.*

du chirp, en opposition avec le caractère linéaire de la compensation[6] fait que l'impulsion comprimée de façon optimale n'est pas en limite de Fourier : elle présente un produit $\Delta\nu\Delta t$ de 0,5.

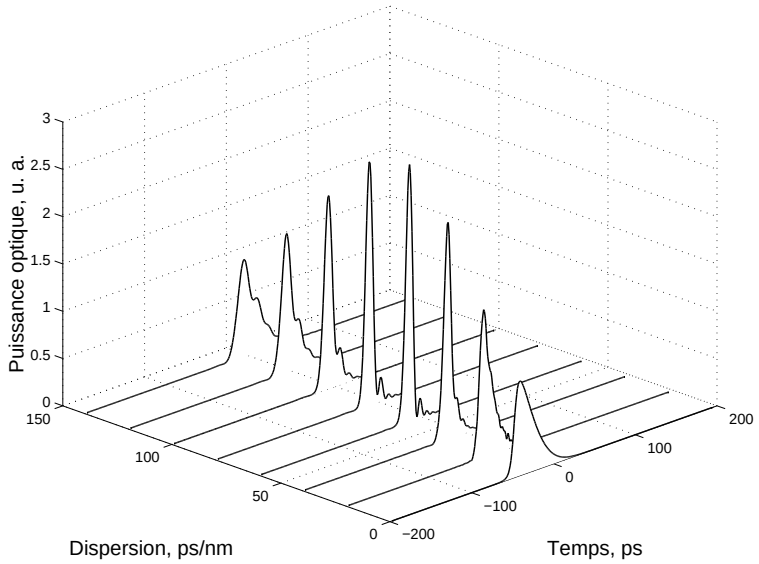

FIG. 2.10 – *Compression linéaire d'une impulsion de commutation de gain.*

6. Le décalage temporel introduit par dispersion d'ordre 2 est proportionnel au décalage fréquentiel.

La simulation du comportement dynamique du laser en commutation de gain nous a permis de mieux cerner les paramètres critiques et d'obtenir une estimation de la dispersion optimale à introduire pour compenser le chirp, afin de se rapprocher le plus possible du soliton. Cet outil est particulièrement utile du fait que les paramètres physiques utilisés ont été obtenus autant que possible par des mesures expérimentales sur le composant réel. Nous allons maintenant décrire le dispositif expérimental utilisé pour réaliser la commutation de gain et les résultats obtenus. Nous verrons que le comportement réel du laser est assez bien reproduit par la simulation.

2.4 Dispositif expérimental

2.4.1 Caractérisation d'impulsions courtes

Nous présentons ici trois techniques de caractérisation d'impulsions optiques courtes. Lorsque les photodétecteurs ne sont plus assez rapides (typiquement pour des impulsions < 20 ps), la méthode la plus répandue pour étudier le profil temporel est l'obtention de la fonction d'autocorrélation en intensité par génération de second harmonique [66]. Le principe est de placer à la sortie d'un interféromètre de Michelson un cristal non linéaire optimisé pour la génération de second harmonique. En faisant varier la longueur d'un des bras du Michelson, on a ainsi accès à la fonction d'autocorrélation en intensité en mesurant la puissance du signal de fréquence double. Une hypothèse sur la forme de l'impulsion doit alors être faite afin de remonter au profil d'intensité proprement dit.

Les deux inconvénients de la technique d'autocorrélation sont l'absence de caractérisation d'une éventuelle dissymétrie (l'autocorrélation est par nature symétrique), et le fait que cette mesure ne donne aucune information sur la phase du champ optique, donc sur le chirp éventuel. Nous mentionnons une deuxième méthode qui remédie à ces défauts, connue sous le nom de FROG (*Frequency-Resolved Optical Gating*) [67]. Le principe est d'obtenir des spectres correspondant à une tranche temporelle donnée du signal. La porte optique est réalisée grâce à la génération de second harmonique provenant de l'interaction entre l'impulsion signal et une impulsion pompe très courte, dont la position temporelle est réglable. Les spectres acquis pour chaque position temporelle de la pompe sont alors utilisés comme données de convergence dans un algorithme itératif qui reconstruit l'amplitude et la phase de l'impulsion signal.

Enfin, une nouvelle technique simple permettant de mesurer le spectre optique complexe d'impulsions courtes a été récemment présentée dans la référence [68]. Cette méthode est basée sur la remarque suivante : en modulant un train d'impulsions à la fréquence de répétition divisée par deux, on fait interférer les différentes composantes spectrales qui constituent le train d'impulsions. L'observation de l'amplitude des raies intermédiaires (résultat de l'interférence entre les raies initiales adjacentes) créées par la modulation en fonction du retard entre le signal commandant le générateur d'impulsions optiques et le

signal modulant permet de remonter à la phase relative entre les différentes composantes du spectre optique. Le spectre complexe de l'impulsion est ainsi obtenu.

Nous n'avons pas mis en pratique ces deux techniques au laboratoire, n'ayant pas accès au matériel nécessaire pour réaliser ces expériences. Néanmoins, un photodétecteur rapide (de réponse impulsionelle 15 ps), couplé à un oscilloscope à échantillonnage, nous a permis de mesurer avec une bonne précision le profil d'intensité des impulsions de commutation de gain. D'autre part nous avons mesuré la densité spectrale de puissance optique des impulsions à l'aide d'un analyseur de spectre. La comparaison de ces mesures avec les simulations nous donne une assez bonne idée des caractéristiques des impulsions obtenues.

2.4.2 Mesures de dispersion

Nous présentons ici la méthode qui nous a permis de mesurer les caractéristiques de dispersion en fonction de la longueur d'onde pour différents composants : les réseaux de Bragg chirpés et la fibre à dispersion décalée. Le dispositif expérimental de mesure est présenté en figure 2.11.

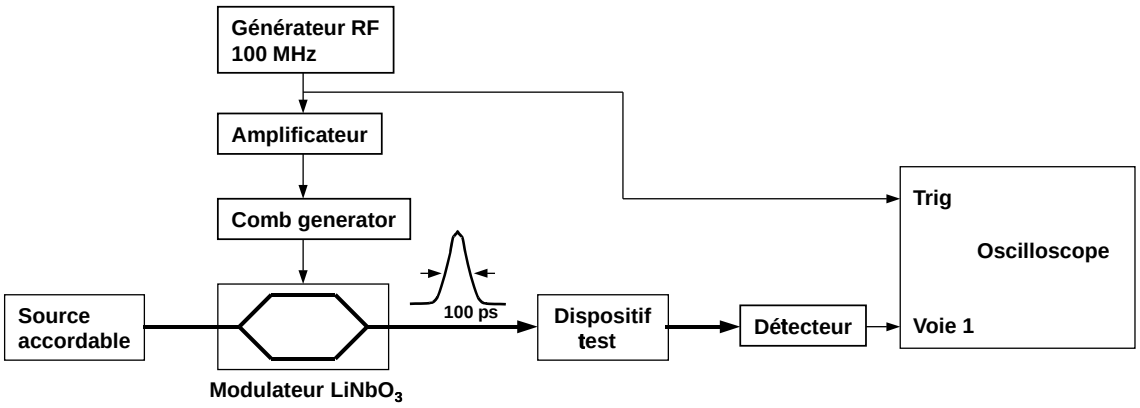

FIG. 2.11 – *Système de mesure de dispersion.*

Le principe de la mesure est assez simple : une source quasi-monochromatique accordable (Photonetics Tunics-BT) délivre un flux continu de lumière dans lequel des impulsions de durée 100 ps sont sculptées à l'aide d'un modulateur électro-optique rapide en niobate de lithium alimenté par des impulsions électriques (celles-ci sont générées de la même façon que pour la commutation de gain, le lecteur est renvoyé ci-après). On dispose donc à la sortie du modulateur d'impulsions optiques dont la longueur d'onde centrale est variable. Ces impulsions sont envoyées dans le système à caractériser, et la position temporelle du front montant de l'impulsion est repérée précisément en sortie du système grâce à un oscilloscope numérique à échantillonnage[7]. En faisant varier la longueur d'onde de

7. L'origine des temps est constituée par le signal de déclenchement de l'oscilloscope, qui n'est autre que le signal pilotant le modulateur.

la source, on a ainsi accès au retard de groupe introduit par le dispositif testé en fonction de la longueur d'onde. Le paramètre de dispersion, mesuré en ps/nm, est égal à la dérivée de ce retard de groupe par rapport à la longueur d'onde.

2.4.3 Résultats expérimentaux

Commutation de gain

Nous présentons maintenant les résultats obtenus avec notre source soliton. Le montage utilisé est décrit schématiquement en figure 2.12. Nous avons testé deux modes d'alimentation électrique de la diode laser : impulsionnel et sinusoïdal. En mode impulsionnel, deux composants hyperfréquences appelés générateurs de peigne (*comb generators*, références Hewlett Packard 33002A et Omniyig OHG443) nous permettent de transformer un signal électrique sinusoïdal d'assez forte puissance (environ 25 dBm) en un train d'impulsions de 70 ps, aux taux de répétition respectifs de 100 MHz et 1 GHz. En mode sinusoïdal, le signal issu du synthétiseur est directement appliqué sur la diode après amplification. Dans ce cas, la dynamique du laser utilisé fait qu'on obtient un train d'impulsions optiques propres uniquement pour des fréquences supérieures à 500 MHz. Dans les deux cas, on peut ajuster la puissance du signal électrique haute fréquence appliqué et le courant de polarisation continu (*bias*) de la diode.

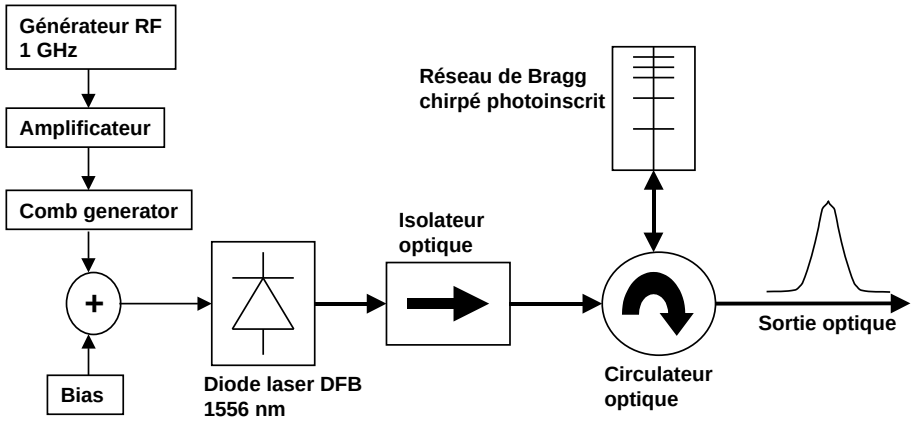

Fig. 2.12 – *Schéma du dispositif expérimental de la source soliton.*

Trois diodes lasers différentes, de bande passante nominale 10 GHz, ont été utilisées. Dans un premier temps, une diode de type Fabry-Perot (de longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1550$ nm) nous a servi à valider le principe de la commutation de gain. Les nombreux modes longitudinaux (Cf. figure 2.13) émis par ces types de diode ne convenant pas à la production d'impulsions solitons, nous avons par la suite utilisé deux diodes DFB, de longueurs d'onde centrales respectives $\lambda_0 = 1565$ nm et $\lambda_0 = 1556$ nm. Ces deux longueurs d'onde nous ont permis d'obtenir dans la fibre à dispersion décalée des dispersions anormales différentes. Les diodes ont été achetées conditionnées en boîtier nu au constructeur

NEL (NTT). Nous avons par la suite réalisé un support, afin de les monter sur un banc optique d'injection dans la fibre. Les fonctions principales de ce support sont le maintien mécanique de la diode, l'acheminement propre du signal électrique haute fréquence (dans le cas d'une alimentation par des impulsions, la bande du signal va jusqu'à 20 GHz), et la régulation en température de la diode (qui permet une stabilisation et un accord de la longueur d'onde centrale sur une plage d'environ 1 nm).

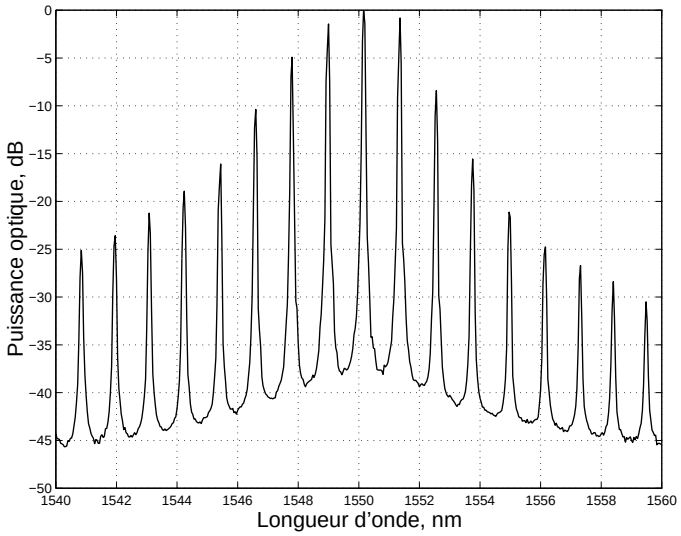

FIG. 2.13 – *Spectre d'émission de la diode Fabry-Perot.*

Le banc d'injection dans la fibre comprend en outre un isolateur optique massif basé sur l'effet Faraday. Ceci permet d'éviter les réflexions sur la face d'entrée de la fibre, ce qui conduirait à un couplage de la lumière émise avec la cavité laser par retroaction et à des instabilités dans le spectre émis. Nous nous intéressons dans un premier temps uniquement à la commutation de gain, c'est-à-dire que les données obtenues dans ce paragraphe ne concernent pas le dispositif de compression. Les deux caractérisations expérimentales des impulsions émises sont la mesure du spectre optique (analyseur de spectre optique Anritsu MS9710B, de résolution 0,07 nm) et du profil temporel d'intensité (oscilloscope à échantillonnage HP 54120B couplé à un détecteur rapide HP83440D, la bande passante de l'ensemble étant de 32 GHz).

La figure 2.14 présente les résultats de ces deux mesures, pour des impulsions typiques obtenues avec notre dispositif, ainsi que le résultat des simulations présentées ci-dessus. On voit que l'accord est bon, ce qui nous permet de faire confiance à la simulation en ce qui concerne l'évaluation ultérieure des capacités du système de communication envisagé. Les impulsions obtenues ont donc une largeur à mi-hauteur typique mesurée de 35 ps. Néanmoins, la réponse impulsionnelle du détecteur étant d'environ 15 ps, il convient de corriger cette valeur mesurée. En supposant que l'impulsion signal et la réponse du photodétecteur soient gaussiennes, l'estimation de la durée réelle à mi-hauteur du signal

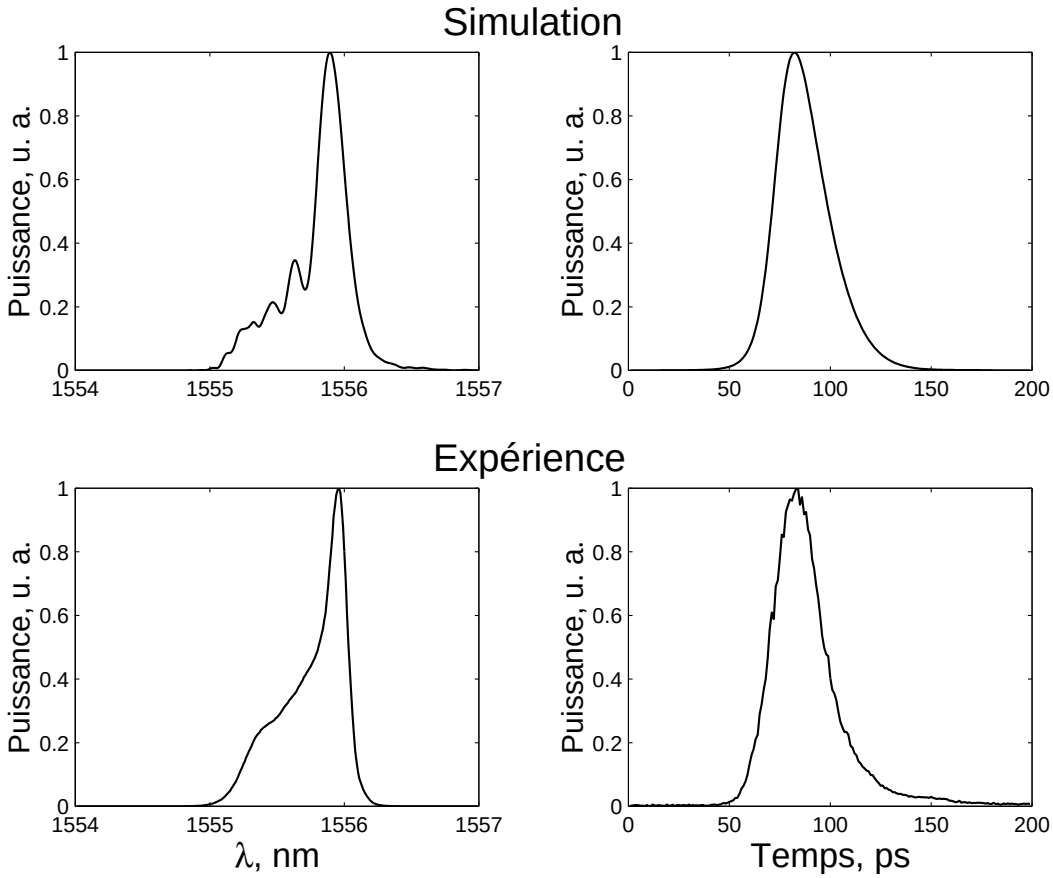

FIG. 2.14 – *Comparaison des spectres optiques (à gauche) et des profils temporels d'intensité (à droite) des impulsions de commutation de gain simulées et réelles.*

se conduit de la façon suivante :

$$\tau_{signal} = \sqrt{\tau_{mesure}^2 - \tau_{reponse}^2} \,, \tag{2.14}$$

ce qui nous conduit à une largeur de 32 ps. Le spectre présente une largeur à mi-hauteur d'environ 30 GHz, ce qui donne un produit $\Delta\nu\Delta t = 0.96$ pour les impulsions de commutation de gain. Cette valeur nous mène à une estimation du facteur de Henry $\alpha_H = 2$. Les petites oscillations observées dans le spectre simulé ne se retrouvent pas dans la mesure, à cause de la résolution trop faible de l'analyseur de spectre utilisé. Une mesure du spectre réalisée à l'aide d'un filtre de Fabry-Perot, de résolution 1 GHz, montre clairement ces oscillations (figure 2.15). La différence observée entre le spectre mesuré à l'analyseur et le spectre mesuré au Fabry-Perot vient du fait que la puissance du signal de modulation appliqué au laser était différente dans ces deux expériences. La puissance crête des impulsions produites après injection dans la fibre est de 2 mW.

Il est également intéressant de noter que les impulsions produites souffrent d'une gigue temporelle assez importante (1 à 2 ps), phénomène connu dans le cadre de la commutation de gain : l'instant de déclenchement de l'émission laser, affecté par le bruit thermique dans la jonction, se comporte comme une variable aléatoire. En revanche, la nature différentielle

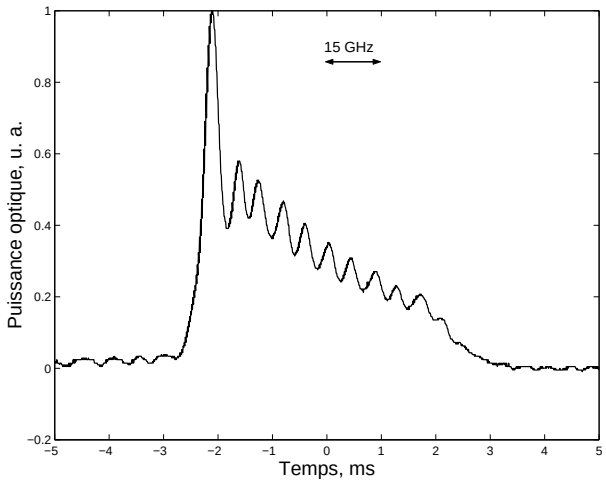

FIG. 2.15 – *Spectre optique de l'impulsion mesuré au Fabry-Perot.*

du codage que nous proposons et le faible encombrement temporel du signal que nous allons utiliser pour le démonstrateur (2 impulsions de 20 ps toutes les ns) font que cette gigue n'a pas d'effets néfastes sur notre système.

Compression linéaire par réseau de Bragg

Nous étudions maintenant le dispositif dispersif utilisé afin de comprimer les impulsions de commutation de gain. Il s'agit d'un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre optique fourni par la société Highwave Optical Technologies, préféré à la fibre à compensation de dispersion pour sa compacité et ses faibles pertes. Le principe de ce composant est de créer un réseau d'indice effectif en illuminant une fibre rendue photoréfractive par un dopage particulier avec des franges d'interférence issues d'un laser UV. On obtient alors un réseau de Bragg, qui se comporte comme un filtre optique si le pas du réseau est constant. En revanche, si l'on dispose d'un moyen de faire varier ce pas le long de la fibre (dans le cas de notre composant, cette fonction est réalisée par un étirage variable de la fibre), on obtient alors un composant dispersif, puisque les différentes longueurs d'onde seront réfléchies à différents endroits de la fibre. On parle alors de réseau de Bragg "chirpé". Les caractéristiques des deux réseaux de Bragg utilisés (à $\lambda_0 = 1565$ nm et $\lambda_0 = 1556$ nm) sont les suivantes: dispersion normale linéaire de 50 ps/nm, bande optique de 2 nm, oscillations dans la caractéristique retard/longueur d'onde (*ripple*) de 10 ps. Les figures 2.16 et 2.17 montrent respectivement la réflectivité et le retard de groupe introduit en fonction de la longueur d'onde.

Ce dispositif fonctionnant en réflexion, on l'insère après l'injection via un circulateur optique, les pertes d'insertion de l'ensemble étant alors de 5 dB. La compression de l'impulsion est montrée figure 2.18. On observe une durée à mi-hauteur de l'impulsion de 25 ps, ce qui nous donne une valeur de 20 ps après décorrélation, et un taux de compression

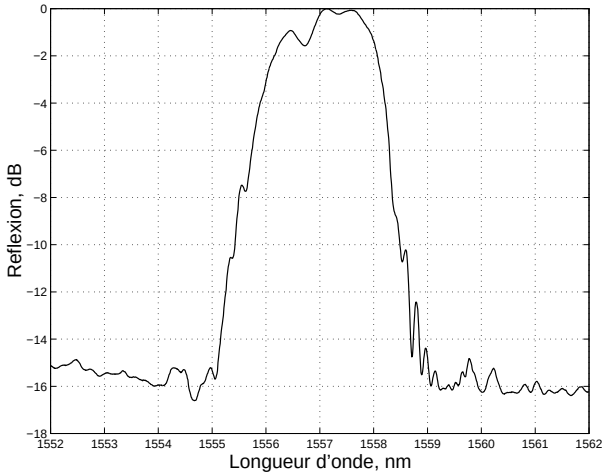

FIG. 2.16 – *Caractéristique de réflexion du réseau de Bragg.*

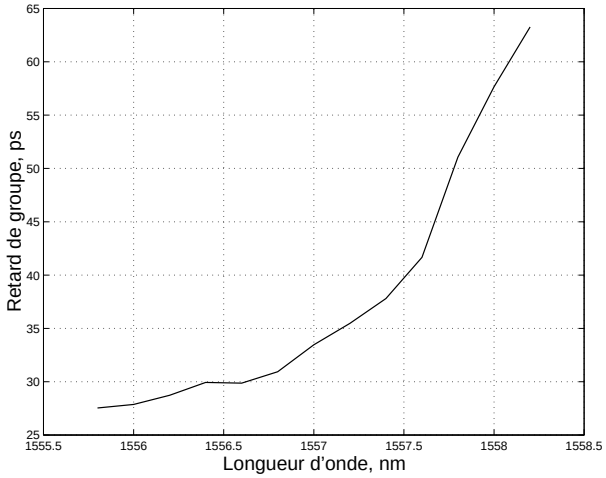

FIG. 2.17 – *Dispersion du réseau de Bragg.*

de 1,6. Ce dispositif étant purement linéaire, le spectre de puissance ne change pas, et le produit $\Delta\nu\Delta t$ après compression est donc de 0,6. Ce résultat n'est pas conforme à la simulation, car le taux de compression attendu est largement supérieur. Une explication possible de ce désaccord est que la dispersion introduite est trop faible. La figure 2.17 nous montre clairement que la valeur de dispersion moyenne du composant utilisé est de 30 ps/nm[8], et que la dispersion locale n'est pas du tout constante sur la plage de 2 nm sélectionnée. On note également la formation d'un piédestal sur la partie arrière de l'impulsion, ce qui est conforme à la simulation.

Cette source nous permet néanmoins d'obtenir des impulsions assez proches des solitons. Une estimation de la fraction d'énergie de l'impulsion projetée sur le soliton fondamental [48] est de 0,85. D'autre part, les taux de répétition accessibles sont 100 MHz

8. Néanmoins, une étude d'un système similaire, utilisant une dispersion normale de 30 ps/(nm.km) montre un taux de compression de 3 [69].

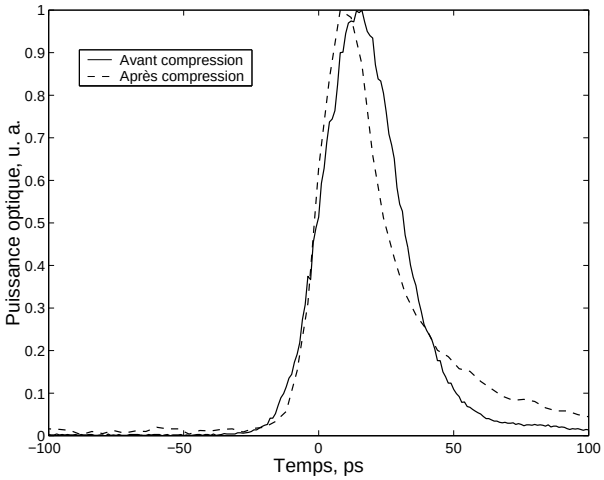

FIG. 2.18 – *Comparaison des profils temporels d'intensité avant et après compression.*

et 1 GHz en impulsionnel, et de 500 MHz à 3 GHz en sinusoïdal (les caractéristiques des impulsions produites ne sont pas très dépendantes du taux de répétition, ni du type de modulation). Les conditions d'utilisation de la source dans le travail qui suit seront fixées aux valeurs suivantes : mode sinusoïdal (plus simple d'utilisation), courant de polarisation 0 mA, puissance RF 25 dBm, taux de répétition 1 GHz.

La source développée dans ce chapitre va nous servir à réaliser le démonstrateur d'une transmission utilisant la modulation de phase et le multiplexage par retards optiques appliqués aux solitons. Le prochain chapitre est consacré à l'étude théorique de ce nouveau type de codage.

Chapitre 3

Systèmes de communication cohérents utilisant des solitons

Dans ce chapitre, nous présentons et menons une étude théorique d'un nouveau type de codage basé sur la modulation de phase des solitons. La technique de multiplexage associée, basée sur l'introduction de retards optiques, est également décrite. Les performances d'un tel système étant dépendantes de la stabilité de la phase optique au cours de la propagation, nous étudions la robustesse de la phase face au bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques, ainsi que les moyens de contrôle de la phase. A cette fin deux outils d'étude sont utilisés : une évaluation analytique utilisant la théorie des perturbations de l'ESNL, et une simulation numérique basée sur l'algorithme split-step Fourier décrit dans le paragraphe 1.2.3.

3.1 Nouveau schéma de modulation/multiplexage envisagé

3.1.1 La modulation de cohérence

L'idée du codage par modulation de phase différentielle de solitons a été inspirée par la modulation de cohérence. Cette dernière a fait l'objet de recherches depuis de nombreuses années au laboratoire d'optique P. M. Duffieux.

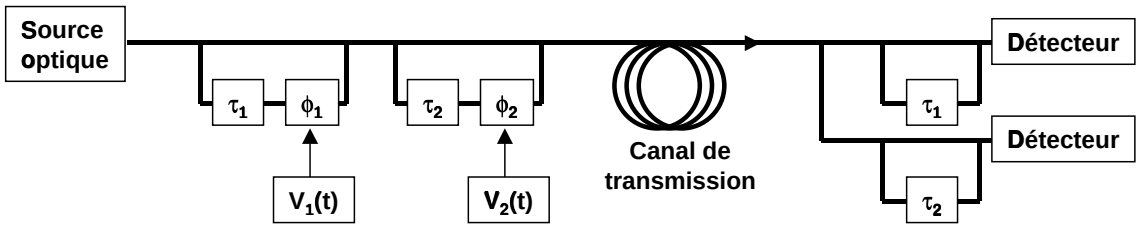

FIG. 3.1 – *Schéma de principe du multiplexage de cohérence.*

Le principe général de la modulation de cohérence (figure 3.1) est basé sur l'introduction de retards optiques entre les paquets d'onde émis par des sources optiques continues à

faible longueur de cohérence (c'est-à-dire dont le spectre optique est large). Une différence de phase optique codant l'information à transmettre est superposée à ce retard. L'information est récupérée en introduisant en réception le même retard fixe qu'à l'émission. L'intensité optique des interférences obtenues est alors proportionnelle à l'information $\phi(t)$ si l'on se place au point de fonctionnement linéaire. Un aspect attrayant de ce type de codage est que l'on peut réaliser un multiplexage de façon simple et tout-optique, en utilisant une source unique : il suffit de cascader à l'émetteur plusieurs retards optiques (vérifiant certaines relations) et de coder les informations sur les phases des différents paquets d'onde retardés. La sélection du canal à la réception se fait en accordant le retard introduit à celui du canal désiré. Ce schéma a été utilisé dans le contexte de communications analogiques et numériques : dans le cas numérique, la variation continue de la phase introduite ϕ est remplacée par une variation sur deux niveaux $\phi = 0$ ou π.

La première présentation de ce type de modulation est donnée dans la référence [70] et utilise une source de lumière blanche, des interféromètres de Michelson réalisés en optique massive et une transmission en air libre. Par la suite, de nombreuses améliorations techniques ont été apportées au système : utilisation de sources adaptées aux télécommunications (diodes super luminescentes DSL, diodes laser [71]), transmission par fibre optique, multiplexage à 2 canaux [72], réalisation de modulateurs de cohérence intégrés sur niobate de lithium [73], et enfin liaisons bidirectionnelles indépendantes de la polarisation [74].

Voici quelques ordres de grandeurs concernant les systèmes de modulation de cohérence. Les sources utilisées ont une longueur de cohérence de quelques dizaines de μm (largeur spectrale optique d'environ 10 nm), et peuvent être à spectre continu (par exemple, de type DSL) ou multimodes (diodes laser Fabry-Perot). Les retards introduits sont de l'ordre de la centaine de μm (jusqu'à 500 μm). Les modulateurs intégrés sur niobate de lithium présentent une bande passante d'environ 500 MHz, ce qui a permis de réaliser un démonstrateur transmettant deux canaux de télévision en modulation analogique. Le caractère très large bande de la source optique fait craindre une vulnérabilité face à la dispersion des fibres optiques. Une considération rapide de l'effet de la dispersion sur les performances d'une liaison en multiplexage de cohérence typique donne un produit débit-distance de 10 Gbit/s par km. Ce constat est à l'origine de l'utilisation du principe de la modulation de cohérence appliqué aux solitons, qui sont des entités naturellement résistantes à la dispersion. Le schéma de modulation se transpose assez bien en substituant dans le raisonnement les impulsions solitons aux paquets d'onde.

3.1.2 Principe du codage/multiplexage

Codage

Nous présentons ici le principe de codage par modulation de phase différentielle (DPSK pour *Differential Phase Shift Keying*) de solitons. La figure 3.2 est une représentation

schématique du système. La source soliton développée au chapitre précédent est utilisée pour alimenter un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré. Ce dispositif comprend sur un bras une ligne à retard (τ) et un modulateur de phase (ϕ). Le fait d'utiliser des solitons entraîne des conditions supplémentaires sur le codeur : τ est choisi de telle sorte que la distance temporelle entre les impulsions de sortie soit supérieure à cinq fois la durée de l'impulsion afin d'éviter les interactions soliton-soliton dans le canal de transmission (Cf. paragraphe 1.3.3). Cette condition fait bien sûr intervenir la durée des impulsions utilisées, mais aussi leur taux de répétition. D'autre part, les deux bras doivent être équilibrés en terme de puissance, pour que la phase accumulée par SPM dans le canal de transmission par chacun des deux solitons soit la même. On obtient donc en sortie du codeur deux impulsions pour chaque impulsion d'entrée. L'amplitude complexe du champ[1] à la sortie du codeur est décrite par :

$$u(t) = s(t) + s(t-\tau)e^{j\phi(t)} \ , \tag{3.1}$$

où s(t) est l'amplitude de l'impulsion issue de la source soliton.

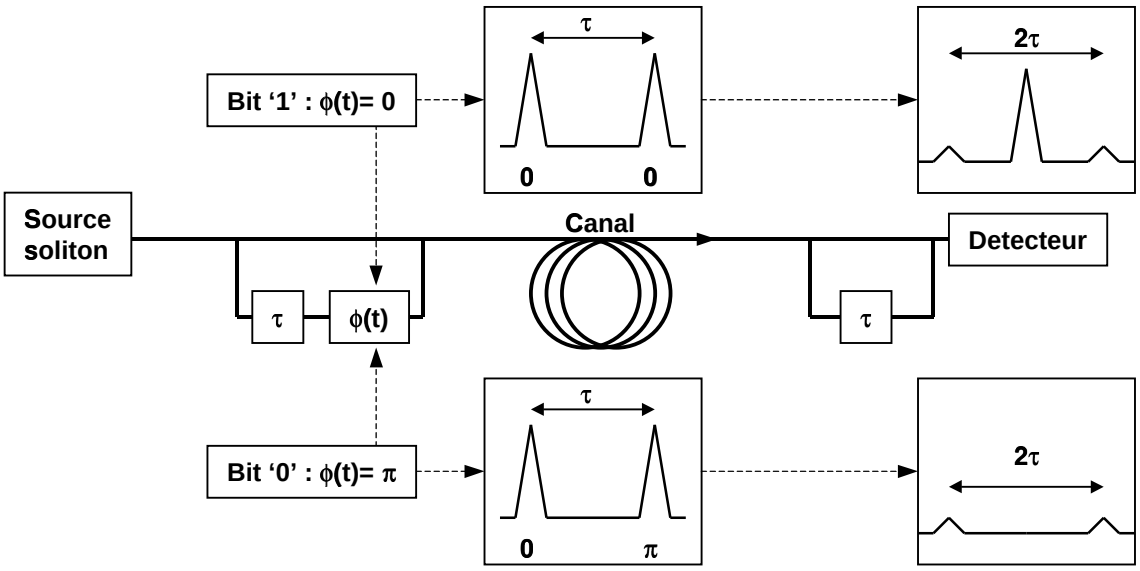

FIG. 3.2 – *Schéma de principe du codage par modulation de phase différentielle de solitons.*

Ces deux impulsions vont ensuite se propager dans le canal de transmission. Si les conditions de propagation soliton sont réunies (impulsions en limite de Fourier, puissance crête, dispersion, et largeur en adéquation), et si nous négligeons les perturbations introduites par le couplage avec le bruit d'émission des amplificateurs en ligne, les impulsions en entrée du décodeur seront toujours décrites par l'équation 3.1 à une phase près due à la propagation. Rappelons ici que si la source n'émettait pas exactement des solitons, la

1. Le champ est considéré ici scalaire, nous ne nous intéressons pas pour le moment aux phénomènes de polarisation.

propagation les aura fait émerger tout en transformant la partie non-soliton en un continuum dispersif. Les impulsions qui arrivent au décodeur ont donc une phase homogène. Celui-ci est également constitué par un interféromètre de Mach-Zehnder, introduisant sur l'un de ses bras le même retard τ que le codeur. Le signal à la sortie du décodeur est alors formé de quatre impulsions, dont chacune a suivi l'un des chemins suivants dans les deux interféromètres: court-court (c, c), court-long (c, l), long-court (l, c), et long-long (l, l). Le signal de sortie est donné par :

$$u_{out}(t) = \underbrace{s(t) + s(t-2\tau)e^{j\phi(t)}}_{(c,c)\ et\ (l,l)} + \underbrace{s(t-\tau)\left(1+e^{j\phi(t)}\right)}_{(c,l)\ et\ (l,c)} . \tag{3.2}$$

Parmi ces quatre composantes, les deux impulsions (c, l) et (l, c) sont en situation d'interférence. On obtient donc trois impulsions espacées de τ. Les deux impulsions latérales ont une puissance crête constante, et la puissance crête de l'impulsion centrale varie en fonction de la phase ϕ introduite à l'émetteur. La puissance intégrée sur une période de répétition du système est donnée par :

$$P(t) = 2P_0 + 2P_0(1+\cos\phi(t)) , \tag{3.3}$$

où P_0 est une puissance de normalisation. La puissance de sortie dépend donc de la phase introduite à l'émetteur. Dans le cadre de ce travail, nous nous placerons systématiquement dans le cas d'un système de communication numérique. La puissance détectée varie alors de 1 à 3 en fonction du bit transmis. Nous sommes donc bien en présence d'un système de communication cohérent puisque le codage utilise la phase du signal optique. Néanmoins, le caractère différentiel (l'information est portée par une différence de phase entre deux impulsions optiques) de ce codage évite l'utilisation souvent très difficile d'un oscillateur local optique pour réaliser l'hétérodynage (dans ce cas particulier, l'homodynage) qui serait nécessaire dans le cas d'un système PSK [2].

Multiplexage

Nous décrivons maintenant le processus de multiplexage. Celui-ci est très similaire au multiplexage de cohérence mentionné ci-dessus. Pour transmettre N canaux, le codeur sera constitué d'un interféromètre à $N+1$ bras. Le premier bras va servir de référence en position temporelle et en phase. Chacun des bras suivant comporte une ligne à retard qui détermine le canal et un modulateur de phase afin de coder l'information. La figure 3.3 est un schéma de principe dans le cas $N = 2$. On obtient ainsi en sortie N+1 impulsions dans le canal de transmission. Dans le cas impulsionnel, ce schéma parallèle est préféré au schéma en série présenté pour la modulation de cohérence pour des raisons d'encombrement temporel du multiplex (dans le cas "série", on transmet 2^N impulsions pour N canaux).

2. Une étude d'un tel système, concernant notamment l'efficacité éventuelle de la modulation synchrone, a été proposée dans la référence [75].

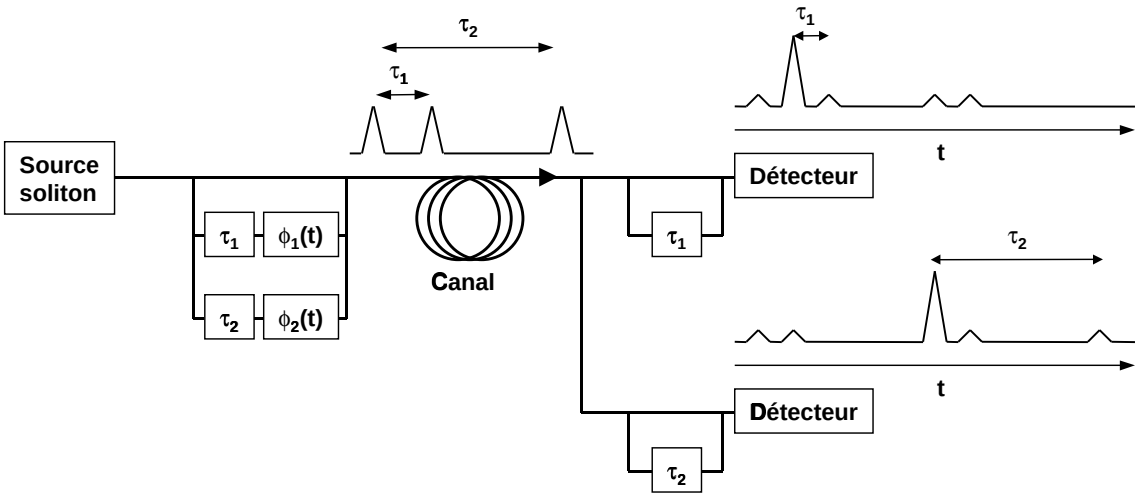

FIG. 3.3 – *Schéma de principe du multiplexage par retards optiques.*

Le démultiplexage se conduit comme dans le cas de la modulation de cohérence en adaptant le retard optique introduit par l'interféromètre de décodage à celui du canal désiré. On voit cependant bien que les choix des différents retards ne peut pas se faire au hasard, et qu'un mauvais ajustement des retards peut conduire à une diaphonie (*crosstalk*) importante. Pour deux canaux, le choix $\tau_2 = 2\tau_1$ mène à une diaphonie de 100 %. La solution pour éviter la diaphonie dans le cas de deux canaux est de choisir $\tau_2 = 3\tau_1$. Ces conditions soulèvent le problème de l'encombrement temporel de cette méthode de multiplexage, qui est supérieur à celui obtenu en utilisant une technique de multiplexage temporel classique décrit dans le paragraphe 1.3.5. Pour remédier à ce problème, une voie possible est de conférer un caractère particulier à l'impulsion de référence, afin qu'elle soit la seule à pouvoir interférer avec les autres (par exemple en utilisant la polarisation). Un autre problème de ce type de multiplexage est que, à puissance moyenne constante, le contraste (différence des intensités optiques correspondant respectivement à un bit '1' et '0') diminue lorsque le nombre de canaux multiplexés augmente.

En ce qui concerne la réalisation pratique des composants de codage et décodage, plusieurs possibilités sont envisageables. L'ordre de grandeur des retards à introduire est de 100 ps, ce qui correspond à 3 cm dans le vide. L'utilisation d'interféromètres à fibre est donc envisageable, mais la nécessité de stabilité de la longueur des bras à une fraction de la longueur d'onde près fait qu'un asservissement compliqué est nécessaire [76]. Le niobate de lithium est particulièrement bien adapté à la fonction de modulation de phase, mais l'introduction de grands retards sur un substrat de $LiNbO_3$ pose des problèmes technologiques, notamment de pertes de courbure. La solution consiste donc à utiliser le $LiNbO_3$ pour réaliser la modulation de phase, et une autre technologie pour les retards optiques : les guides d'onde sur substrat de verre [77], qui ne souffrent pas des problèmes de pertes excessives. L'hybridation de ces deux substrats peut donc conduire à

la réalisation de composants en optique intégrée compacts. Une alternative qui irait dans le sens d'une augmentation du nombre de canaux consisterait à travailler avec des impulsions subpicosecondes qui nécessitent des retards optiques moins importants, et permettraient de réaliser entièrement les composants en $LiNbO_3$.

Nous n'étudierons pas en profondeur le multiplexage, ce travail étant avant tout exploratoire et ayant pour but de réaliser un démonstrateur. Nous pouvons en revanche faire un bilan des avantages et inconvénients du codage/multiplexage proposé face aux méthodes classiques de transmissions par solitons. L'avantage marquant de ce système est la facilité et le caractère tout-optique du multiplexage/démultiplexage, tout en n'utilisant qu'une seule source optique. Cela autorise à envisager des débits élevés en ligne puisque l'électronique ne doit fonctionner qu'à la fréquence d'un canal. Cet avantage est considérable face à la technique classique de multiplexage temporel, le problème de l'encombrement supérieur n'étant pas, nous l'avons vu, insurmontable. En revanche la diminution du contraste mentionnée ci-dessus va limiter dans le cas du système proposé le nombre de canaux qu'on peut transmettre.

La situation n'est pas la même si l'on considère le multiplexage en longueur d'onde. Ce dernier apparaît supérieur en performance (bien que plusieurs sources soient requises). Il représente toutefois une solution complémentaire, puisqu'il est envisageable de l'utiliser en même temps que le multiplexage cohérent (tout comme l'association multiplexage temporel/WDM est possible). Ce dernier point reste cependant à vérifier, et l'impact des collisions entre solitons de canaux WDM différents sur la phase représente une difficulté à franchir. Dans ce contexte l'étude d'un codage par retards optiques couplé à un multiplexage WDM dans le cadre de liaisons gérées en dispersion offre une autre alternative attrayante.

Nous allons maintenant examiner un système de multiplexage qui présente d'assez grandes similitudes avec la méthode proposée. Cette technique, désignée sous le nom de *Code-Division Multiple Access* (CDMA), a été transposée des communications hyperfréquences[3] à l'optique durant ces dernières années.

3.1.3 Le CDMA optique

Le CDMA, comme son nom l'indique, est une méthode de multiplexage destinée à être utilisée dans le réseau d'accès. C'est une technique asynchrone[4], faisant partie de la famille de codage par étalement de spectre (*spread-spectrum*), dont l'atout majeur est de fournir une grande souplesse d'utilisation et une reconfigurabilité aisée (du moins en communications hyperfréquences).

Le principe général, évoqué en figure 3.4, est le suivant : la chaîne de bits d'informations à transmettre, représentée en NRZ, est multipliée par une séquence d'impulsions très

3. Le CDMA est notamment utilisé dans la nouvelle norme de communications mobiles IMT2000.
4. C'est-à-dire ne nécessitant pas une horloge générale.

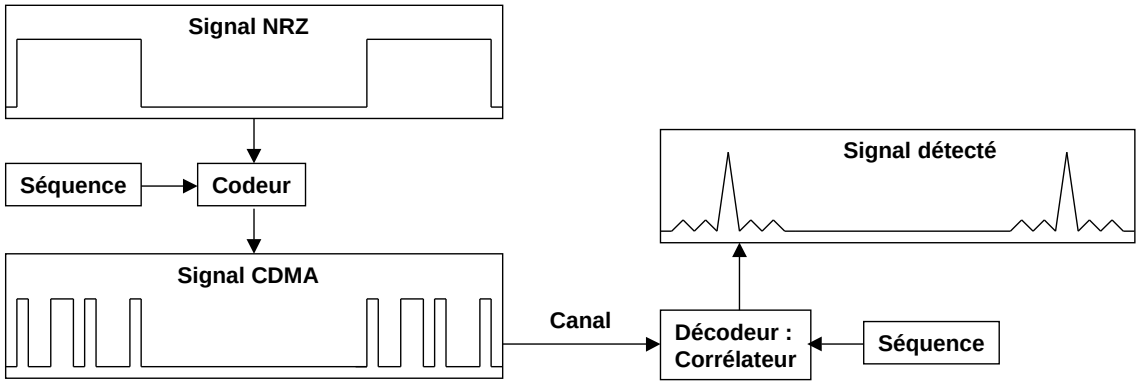

FIG. 3.4 – *Principe général du CDMA.*

courtes (T_C) devant le temps bit T_B, la durée de la séquence étant de T_B. On obtient ainsi pour chaque bit '1' une séquence, et une absence de séquence pour chaque bit '0'. Ce signal est transmis à travers le canal de communication. On voit alors l'origine du terme "étalement de spectre" : le signal transmis a un temps caractéristique de variation de $T_C << T_B$, son spectre est donc beaucoup plus large que le spectre du signal NRZ. Le récepteur est constitué d'un corrélateur qui va en quelque sorte comparer la séquence du signal reçu à la séquence désirée. Si les séquences sont les mêmes, le récepteur obtient un pic de corrélation qui est détecté par seuillage. Dans le réseau d'accès, chaque utilisateur est identifié par une séquence particulière et chaque récepteur peut aisément sélectionner le canal voulu en adaptant sa séquence. Les différentes séquences doivent néanmoins vérifier de bonnes propriétés d' "orthogonalité" afin de ne pas générer de diaphonie.

Cette technique étant particulièrement séduisante, différents groupes ont essayé de l'adapter au potentiel réseau d'accès optique[5]. La réalisation du CDMA en optique se fait de la manière suivante : une source impulsionnelle alimente une cascade de coupleurs 2×2 qui introduisent différents retards, et produisent donc en sortie du système une séquence d'impulsions courtes qui constitue la réponse impulsionnelle du codeur. Ainsi, si les retards du décodeur sont adaptés, la sortie du décodeur, qui est constitué du même type de structures cascadées, est directement la corrélation des deux réponses impulsionnelles. Dans un premier temps, la recherche s'est faite sur des systèmes incohérents [78], c'est-à-dire en considérant que les puissances optiques s'ajoutent. L'adressage correct (le choix de la séquence) nécessite alors que chaque émetteur et récepteur dispose d'un grand nombre de lignes à retards optiques sélectionnées par des commutateurs optiques. D'autre part, le caractère incohérent du système fait que les lobes latéraux dans les corrélations auront une énergie importante devant l'énergie "utile" du pic d'autocorrélation.

Le passage au système cohérent [79] [80], bien que plus dur à réaliser puisqu'il faut

5. La demande en terme de débit de chaque utilisateur étant croissante, les fibres optiques pourraient envahir le réseau local dans un futur proche. Cette idée est désignée par le sigle FTTH pour *Fiber To The Home*.

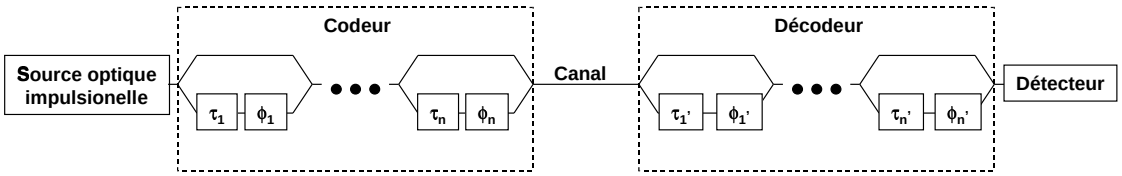

FIG. 3.5 – *Réalisation du CDMA optique cohérent.*

exercer un contrôle délicat sur la phase, offre en retour beaucoup d'avantages. On utilise maintenant des impulsions cohérentes, c'est-à-dire en limite de Fourier. Le système de codage reste le même (figure 3.5), mais l'autocorrélation se fait maintenant sur l'amplitude du champ. On obtient donc des pics aux mêmes endroits que dans le cas incohérent, mais les puissances de ces pics diffèrent, puisque la fraction d'énergie se retrouvant dans le pic d'autocorrélation est maintenant beaucoup plus importante (l'interférence est dans ce cas constructive). D'autre part, la reconfiguration de l'adressage peut maintenant se faire uniquement en changeant les phases du codeur ou du décodeur.

Plusieurs démonstrations expérimentales de ce type de codage ont été réalisées durant ces dernières années. Les débits atteints sont de plusieurs Gbit/s [81] [77] [82] [83]. L'utilisation du CDMA optique en conjonction avec le multiplexage en longueur d'onde a été démontrée dans la référence [84].

Nous nous rendons donc maintenant bien compte de la similitude entre CDMA optique cohérent et DPSK avec multiplexage par retards optiques. Ces deux systèmes utilisent la phase d'impulsions optiques, l'un pour désigner le canal, l'autre pour coder l'information. On peut donc s'interroger sur la possibilité d'utiliser des solitons dans un système CDMA. Le problème qui vient immédiatement à l'esprit est que le CDMA, tout comme le WDM, est fondamentalement basé sur l'hypothèse de linéarité de la transmission. Le régime soliton étant par nature non linéaire, les interactions possibles entre les trains d'impulsions de canaux différents vont être la source de dégradations des performances du système. Néanmoins on peut montrer [14] que l'interaction entre deux solitons de même amplitude et de même longueur d'onde ne modifie pas leurs phases respectives, ce qui semble prometteur. Aucune étude de l'éventuelle utilisation de solitons dans un système CDMA n'ayant été à notre connaissance présentée, ce champ d'investigations reste ouvert.

Quelque soit le système de communication soliton cohérent envisagé (DPSK, PSK, CDMA), le problème de la stabilité de la phase lors de la transmission doit être étudié. Le prochain paragraphe est dévolu à cette étude.

3.2 Évaluation de la stabilité de la phase : traitement perturbatif

Si l'on néglige les interactions entre solitons (ce qui est légitime si ces derniers sont suffisamment espacés) et avec le continuum dispersif, la seule source de dégradation du signal sur une liaison amplifiée est le bruit d'émission spontanée des amplificateurs en ligne. Ce bruit va avoir une influence sur les quatre paramètres du soliton décrits par l'équation 1.21. Dans le cas de notre système DPSK, les dégradations sur la position temporelle, l'amplitude, et la fréquence peuvent provoquer une baisse de contraste en réception. En revanche la dégradation de la phase affecte directement l'information, et est donc le point sensible du système en terme de performances. Nous étudions ici quantitativement de façon analytique la stabilité de la phase face à l'ASE.

3.2.1 La théorie des perturbations de l'ESNL

Nous allons ici présenter la théorie des perturbations appliquée à l'ESNL. Cette étude aboutit à la description de l'évolution des paramètres du soliton en fonction de la distance et de la perturbation introduite. Nous suivrons le cheminement décrit dans la référence [85], adapté au cas classique. Cette description vise à donner une compréhension générale du phénomène, mais les détails de cette théorie sont en dehors de notre champ d'étude. Pour plus d'informations sur ces aspects, il existe un volumineux article de revue traitant de ce sujet pour un bon nombre d'équations non-linéaires intégrables [86].

L'ESNL normalisée s'écrit de la manière suivante :

$$i\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 = 0 \ . \tag{3.4}$$

Cette équation décrit la propagation du soliton moyen, et la normalisation décrite au paragraphe 1.3.2 s'appliquera par la suite. Nous rappelons l'expression du soliton d'ordre 1, solution de l'ESNL non perturbée :

$$u_s(z,t) = A_0 \ \mathrm{sech}[A_0(t+\omega_0 z - \alpha_0)] \exp\left[i\left(\frac{A_0^2-\omega_0^2}{2}z + \phi_0 - \omega_0 t\right)\right] \ , \tag{3.5}$$

Par la suite nous supposerons sans perte de généralité que les paramètres initiaux du soliton sont ceux du soliton fondamental :

$$A_0 = 1 \tag{3.6}$$

$$\omega_0 = \alpha_0 = \phi_0 = 0 \ . \tag{3.7}$$

Le principe de la théorie des perturbations est de considérer qu'à la solution de l'équation non perturbée u_s se superpose un champ de perturbation de faible amplitude δu tel que $u = u_s + \delta u$. La linéarisation sépare ensuite le problème en deux : le champ soliton classique

et le champ de perturbation. En remplaçant le champ u dans l'ESNL, et après linéarisation en δu, on obtient l'équation vérifiée par la perturbation au premier ordre :

$$i\frac{\partial \delta u}{\partial z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \delta u}{\partial t^2} + 2|u_s|^2 \delta u + u_s^2 \delta u^\star = 0 \ . \tag{3.8}$$

L'une des caractéristiques des systèmes intégrables est que les perturbations, qui sont solutions de l'équation 3.8, peuvent être décomposées sur un ensemble de quatre fonctions de projections (qui correspondent aux quatre paramètres du soliton) et d'un continuum. Ces fonctions de projections, qui vérifient l'équation 3.8, sont données par :

$$\delta u_\omega(z,t) = \frac{\partial u_s}{\partial \omega_0} = [-it - z\tanh(t)]u_s \tag{3.9}$$

$$\delta u_A(z,t) = \frac{\partial u_s}{\partial A_0} = [1 + iz - t\tanh(t)]u_s \tag{3.10}$$

$$\delta u_\phi(z,t) = \frac{\partial u_s}{\partial \phi_0} = iu_s \tag{3.11}$$

$$\delta u_\alpha(z,t) = \frac{\partial u_s}{\partial \alpha_0} = [-\tanh(t)]u_s \tag{3.12}$$

Ces fonctions se propagent avec le soliton fondamental et représentent en fait le changement de chaque paramètre de base du soliton. La décomposition de la perturbation δu sur ces quatre fonctions de base est donnée par :

$$\delta u(z,t) = \delta A\ \delta u_A(z,t) + \delta\phi\ \delta u_\phi(z,t) + \delta\omega\ \delta u_\omega(z,t) + \delta\alpha\ \delta u_\alpha(z,t) + \delta u_c(z,t) \tag{3.13}$$

Les coefficients δA, $\delta\phi$, $\delta\omega$, et $\delta\alpha$ correspondent aux changements du paramètre soliton correspondant dus à la perturbation. La fonction u_c représente la partie "continuum" de la perturbation introduite. L'effet de la perturbation est donc résumé par l'équation 3.13 en un changement des paramètres du soliton initial et la création d'une onde dispersive.

Afin d'isoler l'évolution de chaque paramètre (les coefficients δA, $\delta\phi$, $\delta\omega$, et $\delta\alpha$) dans l'expression 3.13, nous devons effectuer un traitement sur la perturbation δu. Il se trouve que le système décrit par l'équation 3.8 n'est pas auto-adjoint, c'est-à-dire qu'une relation de conservation de l'énergie de la forme :

$$\frac{\partial}{\partial z}\int |\delta u|^2\ dt = 0 \tag{3.14}$$

ne peut pas être établie. Il faut donc construire à la place des fonctions $\underline{\delta u}$ (qui ne sont rien d'autre que les solutions du système adjoint) telles que :

$$\frac{\partial}{\partial z}\mathrm{Re}\int \underline{\delta u}^\star \delta u\ dt = 0 \ . \tag{3.15}$$

Le système adjoint est décrit par :

$$i\frac{\partial \underline{\delta u}}{\partial z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \underline{\delta u}}{\partial t^2} + 2|u_s|^2 \underline{\delta u} - u_s^2 \underline{\delta u}^\star = 0 \ . \tag{3.16}$$

Les solutions de cette équation sont données de manière générale par l'expression simple $\underline{\delta u} = i\delta u$. Les fonctions de bases de l'équation adjointe sont donc facilement obtenues :

$$\underline{\delta u_k} = i\delta u_k, \text{ avec } k = A,\omega,\alpha,\phi \ . \tag{3.17}$$

Ces fonctions adjointes nous fournissent un moyen d'accéder aux perturbations de par leurs propriétés d'orthogonalité avec les fonctions de base initiales. Les relations d'orthogonalité sont les suivantes :

$$\int \underline{\delta u_k}^\star \delta u_c + \underline{\delta u_k} \delta u_c^\star \, dt = 0 \tag{3.18}$$

$$\mathrm{Re} \int \underline{\delta u_A}^\star \delta u_\phi \, dt = 1 \tag{3.19}$$

$$\mathrm{Re} \int \underline{\delta u_\alpha}^\star \delta u_\omega \, dt = 1 \tag{3.20}$$

avec $k = A,\omega,\alpha,\phi$. Toutes les autres projections du type $\mathrm{Re} \int \underline{\delta u_k}^\star \delta u_l \, dt$ sont nulles. La relation impliquant le continuum a une signification physique assez claire : les produits scalaires entre fonctions et fonctions adjointes sont des grandeurs qui se conservent au long de la propagation. Le continuum, dont la propriété principale est d'être complètement dispersé à $z = \infty$, est donc orthogonal à toutes les fonctions de base adjointes. Les autres relations nous donnent un moyen d'accéder aux variations des paramètres du soliton initial.

Revenons un moment sur la signification physique du terme auto-adjoint. Une des caractéristiques principales d'un système auto-adjoint est qu'il conserve l'énergie[6]. En revanche, les solutions de l'équation perturbée 3.8 n'ont pas une énergie constante. D'un point de vue physique, la chose peut se voir de la manière suivante : l'équation perturbée contient implicitement une source de pompe qui fournit de l'énergie aux perturbations qui voyagent avec le soliton. Les solutions ayant une croissance exponentielle ne peuvent clairement pas conserver l'énergie et donc satisfaire l'ESNL. Par contre, en appariant chaque perturbation à son adjointe décroissante exponentiellement, l'énergie croisée est conservée. On remarque une analogie avec les systèmes paramétriques, dans lesquels le passage d'une solution croissante à une solution décroissante se fait par un changement de phase de la pompe, ce qui explique la forme de l'équation adjointe.

La dernière étape consiste à isoler chaque variation des paramètres du soliton en réalisant le produit scalaire[7] de l'équation 3.13 avec chaque fonction adjointe, et en se servant des relations d'orthogonalité. On trouve alors :

$$\delta k = \mathrm{Re} \int \delta u \; U_k \, dt \; , \tag{3.21}$$

avec $k = A,\omega,\alpha,\phi$, et les fonctions U_k étant données par :

$$U_A = -u_s^\star \tag{3.22}$$

$$U_\omega = i \tanh(t) u_s^\star \tag{3.23}$$

$$U_\alpha = t u_s^\star \tag{3.24}$$

$$U_\phi = -i[1 - t \tanh(t)] u_s^\star \; . \tag{3.25}$$

6. L'ESNL, à titre d'exemple, est un système auto-adjoint.
7. Le produit scalaire est ici défini par $< f,g >= \mathrm{Re} \int f^\star g \, dt$.

Nous avons donc obtenu un moyen d'évaluer l'impact d'une perturbation sur les quatre paramètres du soliton. Une des applications les plus réussies de cette méthode en terme d'évaluation des performances d'un système est l'étude de l'influence du bruit d'ASE. Cette étude a notamment mené à l'évaluation analytique de la gigue de position temporelle [22], qui est un des phénomènes majeurs limitant les capacités de transmission.

3.2.2 Calcul de la gigue de phase introduite par les amplificateurs optiques

Nous allons maintenant appliquer la théorie des perturbations au problème qui nous intéresse : la stabilité de la phase dans une liaison soliton amplifiée. Les résultats qui suivent sont originaux et ont fait l'objet d'une publication [87]. Nous considérons ici un canal de communication constitué de fibre DSF et comprenant des EDFA régulièrement répartis sur la ligne. La perturbation considérée est le bruit d'émission spontanée des amplificateurs qui se propage avec le soliton, c'est-à-dire ayant le même état de polarisation et la même fréquence optique. Nous utilisons la modélisation du bruit faite dans la référence [88] :

$$\delta u = n(z,t) = n_1(z,t) + i n_2(z,t) \ . \tag{3.26}$$

Dans cette expression, n_1 et n_2 représentent les composantes de bruit respectivement en phase et en quadrature, en unités normalisées. Les propriétés du bruit sont les suivantes : celui-ci est représenté par un processus stochastique ergodique, stationnaire, de moments d'ordre 1 et 2 donnés par :

$$\langle n_i(z,t) n_j(z',t') \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_n n_{sp} F(G) \delta_{ij} \delta(t-t') \delta(z-z') \tag{3.27}$$

$$\langle n_i(z,t) \rangle = 0 \ , \tag{3.28}$$

avec $i,j = 1,2$, ϵ_n est l'énergie d'un photon exprimée en unités solitons, $\langle \cdot \rangle$ désigne le moyennage temporel, et $F(G) = (G-1)^2/(G \ln G)$ est un facteur qui provient de l'approximation du soliton moyen[8]. Ces relations sont étroitement liées à l'expression de la puissance du bruit émis dans une bande optique donnée par un amplificateur (Cf. équation 1.25), et soulignent par ailleurs le caractère blanc du bruit. On peut donc désormais appliquer la théorie des perturbations, en utilisant la relation 3.21. Le résultat est le suivant : le bruit induit sur chacun des quatre paramètres des fluctuations de moyenne nulle et dont les variances sont données par [89] :

$$\langle \delta A^2 \rangle = \epsilon_n n_{sp} F(G) \tag{3.29}$$

$$\langle \delta \omega^2 \rangle = \frac{1}{3} \epsilon_n n_{sp} F(G) \tag{3.30}$$

$$\langle \delta \alpha^2 \rangle = \frac{\pi^2}{12} \epsilon_n n_{sp} F(G) \tag{3.31}$$

8. Ce facteur correspond au rapport entre la puissance crête du soliton en sortie d'un amplificateur et la puissance crête du soliton moyennée sur la distance.

$$\langle \delta\phi^2 \rangle = \frac{1}{3}\left(\frac{\pi^2}{12}+1\right)\epsilon_n n_{sp} F(G) \tag{3.32}$$

La modification aléatoire de l'amplitude va avoir un effet sur la phase à travers le phénomène de SPM (Cf. équation 1.23). De même, les fluctuations de fréquence sont couplées à la phase du fait de la dispersion. Néanmoins ce dernier effet étant du second ordre, nous le négligeons par la suite. L'écart de phase total après le passage dans un nombre n d'amplificateurs est donc égal à :

$$\delta\phi(nz_A) = \sum_{p=1}^{n} \delta A_p (n-p) z_A + \delta\phi_p \ , \tag{3.33}$$

où δA_p et $\delta\phi_p$ sont les perturbations introduites par le $p$ième amplificateur, et z_A est la distance entre les amplificateurs. La quantité $\delta\phi$ s'exprime donc comme la somme de plusieurs variables aléatoires indépendantes de variances connues. En conséquence, la variance de $\delta\phi$ est égale à :

$$\langle \delta\phi^2(nz_A) \rangle = \sum_{p=1}^{n} (n-p)^2 z_A^2 \langle \delta A^2 \rangle + \langle \delta\phi^2 \rangle \ . \tag{3.34}$$

Afin d'obtenir une expression analytique simple, nous allons approcher la somme discrète par une intégrale ($\sum_p \to \int dz/z_A$). Ce faisant, nous supposons que la liaison comporte un grand nombre d'amplificateurs. De plus, en remplaçant les expressions 3.29 et 3.32 dans l'intégrale, on obtient l'expression suivante pour la variance de la phase :

$$\langle \delta\phi^2(z) \rangle = \frac{\epsilon_n n_{sp} F(G) z}{3 z_A}\left[z^2 + \left(\frac{\pi^2}{12}+1\right)\right] \ . \tag{3.35}$$

Afin d'exploiter cette relation dans un contexte expérimental, il faut maintenant dénormaliser pour obtenir une expression contenant des grandeurs en unités réelles. Rappelons les valeurs des unités solitons :

$$t_c = \frac{\tau}{2\ln(1+\sqrt{2})} \tag{3.36}$$

$$P_c = \frac{\lambda^3 A_{eff} D}{4\pi^2 n_2 c t_c^2} \tag{3.37}$$

$$z_c = \frac{2\pi c t_c^2}{D\lambda^2} \ . \tag{3.38}$$

Pour dénormaliser, il faut diviser toutes les quantités par leurs unités solitons correspondantes :

$$z \to Z/z_c \tag{3.39}$$

$$\epsilon_n \to hc/\lambda P_c t_c \ . \tag{3.40}$$

Ce processus nous donne pour la variance de la phase l'expression suivante :

$$\langle \delta\phi^2(Z) \rangle = n_{sp} f(G) \Gamma \frac{h n_2}{A_{eff}} Z \left[\frac{8\ln^3(1+\sqrt{2}) D}{3\tau^3} Z^2 + \frac{2\pi^2 c^2 \tau \left(\frac{\pi^2}{12}+1\right)}{3\ln(1+\sqrt{2}) D \lambda^4}\right] \ , \tag{3.41}$$

avec $f(G) = F(G)/\ln G$. Nous voyons que la variance de la phase augmente en Z^3, et va rapidement atteindre des valeurs incompatibles avec la transmission d'informations sur la phase. Il faut donc avoir recours à un moyen de contrôle. Le paragraphe suivant est dédié à l'étude de l'influence du filtrage en ligne sur la phase optique du soliton.

3.2.3 Contrôle de la gigue par filtrage en ligne

Parmi les moyens de contrôle des solitons les plus utilisés, le filtrage en ligne ainsi que la modulation synchrone viennent tout d'abord à l'esprit. L'influence de cette dernière est étudiée dans la référence [75], qui démontre une efficacité insuffisante dans la réduction des fluctuations de phase. Nous nous sommes donc penchés sur le cas du filtrage en ligne. L'impact du filtrage peut également être évalué par la théorie des perturbations présentée ci-dessus si l'on distribue son effet sur toute la ligne [90]. En considérant un filtrage discret de période spatiale z_f, l'influence d'un tronçon de fibre de cette longueur doit être donnée dans le domaine de Fourier par :

$$\tilde{u}(\omega,z_f) = \tilde{u}(\omega,0)T(\omega) \ , \tag{3.42}$$

où T est la fonction de transfert du filtre en amplitude. Cette équation est la solution au point $z = z_f$ de l'équation de propagation :

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} = \frac{\ln T(\omega)}{z_f}\tilde{u} \ . \tag{3.43}$$

Il faut donc introduire un logarithme dans l'expression de la fonction de transfert afin de rendre équivalent le filtrage distribué et le filtrage réel discret. Le développement de cette fonction de transfert distribuée en série de Taylor nous donne :

$$\ln T(\omega) = i\zeta_1\omega - \zeta_2\omega^2 + \ldots \tag{3.44}$$

Le terme du premier ordre va induire un décalage temporel sur tout le signal, nous l'omettons donc dans la suite. Si l'on néglige les termes d'ordres 3 et supérieurs, la perturbation de l'ESNL peut alors s'écrire :

$$\delta u = \frac{\zeta_2}{z_f}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \ . \tag{3.45}$$

Le calcul de l'évolution des paramètres du soliton peut être conduit à partir de cette forme de perturbation. Avec la notation $A = 1 + a$ ($a << 1$), on montre que le filtre fait notamment converger l'amplitude du soliton vers l'amplitude canonique $A = 1$:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = -k_f a \ , \tag{3.46}$$

avec $k_f = -4\zeta_2/3z_f$ étant un paramètre qui représente physiquement la force du filtrage appliqué[9]. La déviation d'amplitude δA introduite par le bruit à chaque amplificateur

9. Le paramètre k_f sera mis en relation avec les caractéristiques des filtres réels au chapitre 4.

décroît désormais avec une longueur caractéristique $1/k_f$. La fluctuation de phase en $z = nz_A$ s'écrit donc maintenant :

$$\delta\phi(z) = \sum_{p=1}^{n} \frac{\delta A_p}{k_f}\{1 - \exp\left[-k_f(z - pz_A)\right]\} + \delta\phi_p \ . \tag{3.47}$$

En conduisant le calcul de la même manière que dans le cas non filtré, on obtient l'expression suivante pour la variance de la phase :

$$\langle\delta\phi^2(z)\rangle = \frac{\epsilon_n n_{sp} F(G) z}{3z_A}\left[f(k_f z)z^2 + \left(\frac{\pi^2}{12} + 1\right)\right] \tag{3.48}$$

$$f(k_f z) = \frac{3}{k_f^2 z^2}\left(1 - 2\frac{1 - \exp(-k_f z)}{k_f z} + \frac{1 - \exp(-2k_f z)}{2k_f z}\right) \ . \tag{3.49}$$

La fonction f est un facteur de réduction de la gigue, et se trouve être identique au facteur utilisé dans l'étude de la gigue de position temporelle. En faisant l'approximation (souvent légitime) $k_f z >> 1$, et en retournant aux unités réelles, on trouve :

$$\langle\delta\phi^2(Z)\rangle = \frac{2\pi^2 hc^2 n_2 n_{sp} f(G)\Gamma\tau}{3\ln(1+\sqrt{2})\lambda^4 A_{eff} D} Z\left(\frac{3}{k_f^2} + \frac{\pi^2}{12} + 1\right) \ . \tag{3.50}$$

On voit donc bien l'effet de stabilisation du filtrage : celui-ci réduit les fluctuations d'amplitude, et donc stabilise la phase par l'intermédiaire de la SPM. L'augmentation de la variance de la phase est seulement linéaire en fonction de la distance de propagation dans le cas d'une liaison filtrée. Ces résultats analytiques sont intéressants dans la mesure où ils fournissent un outil d'évaluation rapide des performances d'un éventuel système. Néanmoins, le grand nombre d'approximations qui a été nécessaire à l'établissement de ces résultats nous incite à vérifier la pertinence des formules obtenues. Nous avons donc réalisé une simulation numérique de la propagation dans un but de comparaison, afin de valider les résultats analytiques obtenus.

3.3 Simulations numériques

Dans cette partie nous présentons les différentes simulations numériques réalisées dans le cadre de l'étude des systèmes solitons cohérents. Dans un premier temps, nous avons vérifié la validité de l'étude théorique des fluctuations de phase en réalisant une expérience numérique de propagation soliton sur une liaison amplifiée. Puis, nous avons étudié l'influence de l'imperfection de la source soliton sur le système en couplant la simulation de commutation de gain décrite au chapitre 2 avec le programme de propagation. Ce dernier utilise l'algorithme split-step Fourier décrit au chapitre 1, et les résolutions en temps, fréquence, et distance sont dans la plupart des cas de 1 ps, 1 GHz, et 5 km. Ces simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel de calcul scientifique Matlab.

3.3.1 Validation du calcul perturbatif

Nous décrivons ici l'évaluation numérique de la gigue de phase des solitons. Nous avons simulé la propagation d'un soliton unique (les effets d'interaction ne sont ainsi pas étudiés) dans deux types de canaux de communication : l'un contenant de la fibre DSF et des amplificateurs optiques régulièrement espacés, et l'autre incluant en plus des filtres optiques insérés derrière chaque amplificateur. La condition initiale de l'algorithme de propagation est un soliton canonique [10]. Les EDFA sont modélisés par un gain multiplicatif pur suivi de l'addition d'un bruit blanc gaussien, dont la densité spectrale de puissance est en accord avec l'équation 1.25. Les filtres ont une transmittance gaussienne, et leur bande optique à mi-hauteur en puissance est de 140 GHz. Ceci correspond à environ cinq fois la largeur à mi-hauteur du spectre soliton, qui est de 30 GHz. Les autres paramètres de la liaison ont été choisis de manière à décrire une transmission soliton typique et sont résumés dans le tableau 3.1.

Longueur d'onde λ	$1{,}55\,\mu$m
Atténuation de la fibre Γ	$4{,}61 \times 10^{-5}\,\mathrm{m}^{-1}$
Indice non linéaire n_2	$3 \times 10^{-20}\,\mathrm{m}^2/\mathrm{W}$
Dispersion D	0,25 ps/(nm.km)
Facteur d'excès de bruit n_{sp}	1,5
Distance entre amplificateurs z_A	45 km
Aire effective de cœur A_{eff}	$50\,\mu\mathrm{m}^2$
Durée du soliton τ	10 ps

TAB. 3.1 – *Valeurs numériques des paramètres du système étudié.*

L'évaluation de la phase d'un champ arbitraire n'est pas à première vue une chose aisée. La phase d'un champ monochromatique d'amplitude indépendante du temps est constante et donnée par $\phi = \arctan[\mathrm{Im}(u)/\mathrm{Re}(u)]$. La phase d'un champ arbitraire, en revanche, est une quantité dépendante du temps. Les particularités corpusculaires du soliton font que celui-ci est caractérisé par une phase unique, que nous voudrions évaluer en fonction de la distance de propagation. Pour obtenir une valeur unique de phase pour le champ, on peut soit calculer la phase d'une grandeur qui représente le champ moyen, soit calculer la moyenne des phases instantanées. Cette discussion est conduite en détail dans la référence [91]. Nous avons choisi la première méthode, et la phase soliton est donc estimée de la manière suivante :

$$\phi = \arctan\left(\frac{\int |u|^2 \mathrm{Im}(u)\,dt}{\int |u|^2 \mathrm{Re}(u)\,dt}\right) \quad . \tag{3.51}$$

On remarque que le champ est pondéré par son intensité, car nous nous intéressons avant tout aux régions du champ proches du soliton. L'évolution de cette quantité avec la dis-

10. L'amplitude du soliton canonique à $z = 0$ est néanmoins augmentée afin d'être en accord avec l'approximation du soliton moyen.

tance dans une liaison soliton typique est montrée en figure 3.6. On remarque l'évolution linéaire de la phase, conforme à la théorie. La loupe montre l'effet des pertes de la fibre et de l'amplification périodique : en début de tronçon, juste après un amplificateur, l'amplitude crête du soliton est maximale et sa phase augmente donc rapidement par SPM. A mesure que l'amplitude décroît à cause des pertes, la phase augmente de moins en moins vite, jusqu'à ce que le soliton atteigne l'amplificateur suivant.

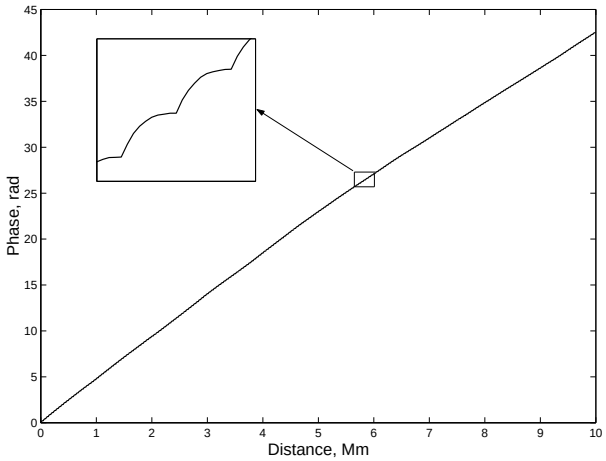

FIG. 3.6 – *Évolution de la phase d'un soliton dans une liaison amplifiée.*

Intéressons-nous maintenant à l'effet du bruit sur la phase. Afin d'évaluer sa stabilité, nous avons lancé 100 simulations de propagation identiques[11], afin d'obtenir 100 fonctions d'évolution de la phase. Ces échantillons nous ont ensuite permis de calculer la variance de la phase en fonction de la distance de propagation.

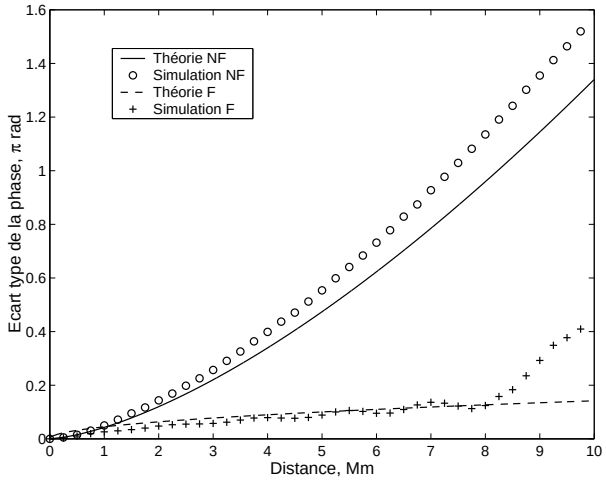

FIG. 3.7 – *Écart type de la phase du soliton* $\sqrt{\langle \delta\phi^2 \rangle}/\pi$ *en fonction de la distance pour une liaison non filtrée (NF) et filtrée (F).*

11. Seules les valeurs particulières des champs de bruit changent d'une simulation à l'autre, mais pas leurs caractéristiques statistiques.

La figure 3.7 compare les résultats de ces simulations avec les expressions analytiques obtenues par la théorie des perturbations. L'accord entre les deux évaluations est en général assez bon. Comme prévu, l'ajout de filtres est très bénéfique et réduit considérablement les fluctuations de la phase. On remarque cependant quelques désaccords. Dans le cas non filtré, la courbe de simulation augmente légèrement plus vite que la courbe théorique. Cela peut être expliqué par des effets du second ordre en δu, qui sont négligés dans l'étude analytique, en particulier l'interaction entre soliton et continuum. Dans le cas filtré, on remarque une augmentation brutale de l'incertitude de phase à $Z = 8000$ km (courbe de simulation), également attribuable à l'interaction avec le continuum. En effet, comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 1.3.4, le filtrage en ligne favorise le bruit par rapport au soliton. Le rapport signal sur bruit décroît exponentiellement du fait du gain supplémentaire nécessaire à la propagation soliton, ce qui provoque au bout d'une certaine distance une perturbation brutale du signal.

3.3.2 Simulation du système complet

Nous présentons maintenant une simulation complète du système soliton DPSK proposé. Dans ce but, nous couplons le programme de commutation de gain et compression linéaire étudié au chapitre 2 avec l'algorithme split-step Fourier, sans oublier d'inclure des interféromètres. Ces derniers sont supposés idéaux, de réponse impulsionnelle donnée par :

$$h(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\delta(t) + \delta(t+\tau) e^{i\phi} \right) \ . \tag{3.52}$$

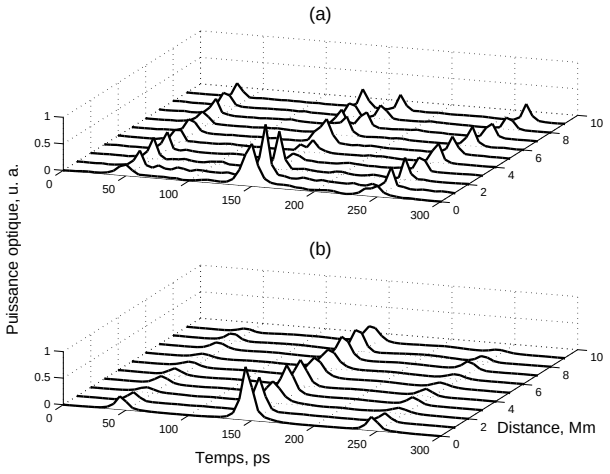

FIG. 3.8 – *Simulation du système DPSK complet : Signal de sortie en fonction de la distance dans le cas (a) non filtré et (b) filtré.*

Un résultat typique de cette simulation est montré en figure 3.8. Les profils temporels de puissance optique reçue pour un bit '1' transmis sont tracés en fonction de la distance de propagation. Là encore, on remarque immédiatement l'effet bénéfique du filtrage, puisque

celui-ci permet de conserver l'information intacte sur des distances transocéaniques. En revanche, en l'absence de filtrage, il semble que les gigues (de phase et position temporelle notamment) se cumulent pour détériorer l'information transmise dès 3000 km.

D'autre part, il semble que l'imperfection de la source n'ait pas de grande influence néfaste sur le système. Cela est peut-être attribuable au caractère différentiel du codage : les deux impulsions qui interfèrent ont, les gigues mises à part, essentiellement les mêmes caractéristiques spectro-temporelles. Nous étudierons plus en détail l'impact de la nature de la source sur le système au chapitre suivant, consacré à l'étude expérimentale du système.

L'évaluation quantitative des performances d'un système de communication numérique passe en général par l'étude du taux d'erreur binaire (BER pour *Bit Error Rate*), qui est finalement le chiffre utile dans la conception des systèmes. Dans le paragraphe suivant, nous établissons le lien entre cette quantité et la variance de la phase.

3.4 Étude du taux d'erreur binaire

Une étude du BER d'un système DPSK soliton est présentée dans la référence [92]. Cependant, cet article ne prend en compte que la gigue de Gordon-Haus et le bruit d'intensité en réception, et ignore totalement le bruit de phase. Les hypothèses que nous faisons sur le système DPSK afin d'obtenir une expression reliant le BER à la gigue de phase sont les suivantes :

- Le système global est celui décrit au paragraphe 3.1.2, un seul canal est transmis.
- Le récepteur fonctionne de la manière suivante : il intègre la puissance reçue sur un temps bit. La puissance obtenue pour chaque bit est donc décrite par l'équation 3.3 et appartient à l'intervalle $[2P_0,6P_0]$. Le seuil de décision entre un bit '1' et un bit '0' est fixé à $4P_0$ étant donné la symétrie du problème.
- Seul le bruit de phase qui a été étudié est considéré. Les autres sources de bruit (bruit thermique de la photodiode, bruit du canal en puissance, etc..) sont négligées.

L'équation 3.3 doit être modifiée pour prendre en compte les déviations de phase $\delta\phi$ et $\delta\phi'$ subies par chacun des deux solitons lors de la propagation :

$$P(t) = 2P_0 + 2P_0[1 + cos(\phi(t) + \delta\phi - \delta\phi')] \ . \tag{3.53}$$

Les deux variables aléatoires $\delta\phi$ et $\delta\phi'$ sont gaussiennes, centrées, et indépendantes, nous pouvons donc les regrouper :

$$X \triangleq \delta\phi - \delta\phi' \sim \mathcal{N}(0,2\sigma_\phi^2) \ . \tag{3.54}$$

Supposons maintenant qu'un bit '1' ait été transmis. La puissance reçue est une variable aléatoire égale à $P = 2P_0(2 + \cos X)$. La densité de probabilité de la variable X étant

gaussienne, la loi de composition nous permet de calculer celle de P :

$$f_P(p) = \frac{1}{2P_0\sigma_\phi\sqrt{\pi\left[1-\left(\frac{p-4P_0}{2P_0}\right)^2\right]}} \exp\left[-\frac{\arccos^2\left(\frac{p-4P_0}{2P_0}\right)}{4\sigma_\phi^2}\right] . \tag{3.55}$$

Au cours du calcul de $f_P(p)$, nous avons fait l'approximation $\sigma_\phi << 2\pi$. Nous avons obtenu la distribution de la puissance pour un bit '1'. La probabilité d'erreur sachant qu'un bit '1' a été transmis est égale à la probabilité que cette puissance soit inférieure à $4P_0$. Par symétrie, la probabilité d'erreur globale est donnée par :

$$\text{BER} = \int_{2P_0}^{4P_0} f_P(p)\ dp\ . \tag{3.56}$$

L'expression de f_P ne semble pas s'intégrer facilement, nous avons donc évalué l'intégrale numériquement. La figure 3.9 montre la courbe du taux d'erreur binaire en fonction de l'écart type de la phase.

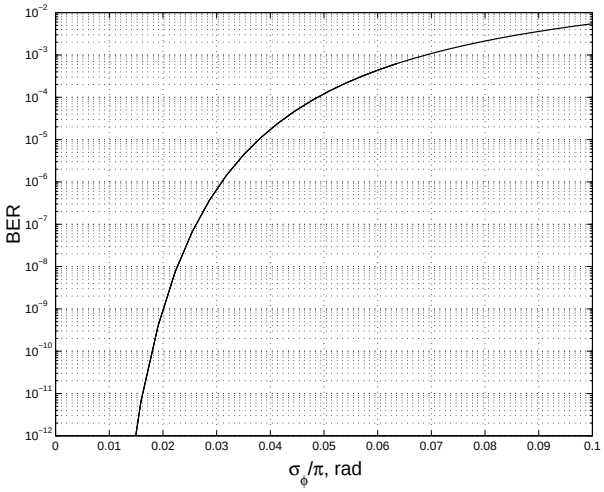

FIG. 3.9 – *Taux d'erreur binaire en fonction de l'écart type de la phase dans une liaison DPSK.*

Le taux d'erreur typique sur un système de communication étant de 10^{-9}, on voit que la variance de la phase doit être inférieure à 0.02, ce qui correspond à une distance de propagation maximale de 2000 km avec les paramètres choisis. Nous cernons ici un point défavorable au système différentiel : les fluctuations de phase ont lieu sur les deux impulsions, ce qui double la variance totale de phase. La limite de distance serait grandement améliorée si l'on travaillait en PSK (mode homodyne), le signal d'oscillateur local étant alors en théorie dépourvu de fluctuations de phase. Une autre façon d'améliorer les performances du système est de diminuer directement les fluctuations de phase. L'expression analytique nous indique qu'il faut travailler avec des impulsions courtes, diminuer la distance entre amplificateurs, et augmenter la force du filtrage. Le premier point est

réalisable jusqu'à une durée de 1 ps, des effets d'ordre supérieurs non étudiés apparaissent au-delà. Le deuxième point pose bien sûr le problème du coût de la liaison. Enfin, nous savons que la force du filtrage est soumise à un compromis entre la stabilisation du soliton et l'apparition d'un bruit excessif.

Nous avons donc essayé de cerner les aspects essentiels des systèmes de communication cohérents utilisant des solitons, et en particulier du système DPSK multiplexé par retards optiques. Dans le prochain chapitre, nous présentons l'étude de ce système d'un point de vue expérimental et décrivons la réalisation d'un démonstrateur.

Chapitre 4

Étude expérimentale d'une liaison soliton DPSK

Dans ce chapitre, nous décrivons la réalisation d'un démonstrateur basé sur les principes de codage et multiplexage décrits dans le chapitre précédent. La gigue de phase est caractérisée expérimentalement, et nous comparons les résultats aux simulations et aux prévisions théoriques obtenues à l'aide de la théorie des perturbations. Le chapitre se décompose de la façon suivante : dans un premier temps, nous proposons une caractérisation des composants essentiels intervenant dans l'expérience, puis nous étudions le système soliton DPSK sur courte distance, enfin nous abordons le problème de la gigue de phase optique des solitons sur longue distance.

4.1 Caractérisations préliminaires

Avant d'entrer dans la description du système proprement dit, nous nous arrêtons un instant sur quelques caractérisations importantes des éléments du système. La dispersion de la fibre DSF et les caractéristiques des amplificateurs optiques et des filtres utilisés sont ainsi l'objet de mesures préliminaires.

4.1.1 Dispersion de la DSF

Nous avons tout d'abord mesuré la dispersion du tronçon de 22 km de fibre à dispersion décalée dont nous disposons. Le principe de la mesure a été décrit au paragraphe 2.4.2. Le résultat est montré en figure 4.1.

Il est à noter que cette caractérisation n'est pas très précise : comme la valeur du paramètre D est petite, il faut mesurer des variations de position temporelle de l'ordre de quelques picosecondes sur une impulsion de 100 ps. Néanmoins, l'inversion du signe de D est assez nette[1] et la courbe obtenue semble correspondre aux données du constructeur. Nous retirons de cette mesure les valeurs suivantes de dispersion : $D = 0{,}9$ ps/nm.km

1. Quand la longueur d'onde du zéro de dispersion est atteinte, le décalage temporel de l'impulsion change de sens.

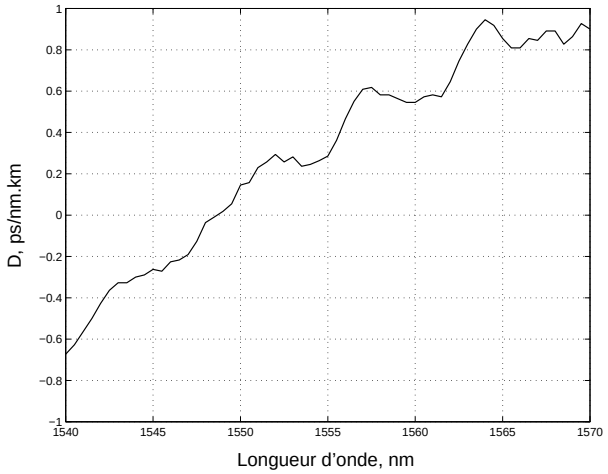

FIG. 4.1 – *Paramètre de dispersion D de la fibre DSF utilisée.*

à $\lambda_0 = 1565$ nm et $D = 0{,}5$ ps/nm.km à $\lambda_0 = 1556$ nm. Ces chiffres seront utilisés par la suite dans les évaluations théoriques, ainsi que pour ajuster la puissance crête des impulsions à la puissance soliton requise.

4.1.2 Caractéristiques des amplificateurs optiques

Nous nous intéressons maintenant aux caractéristiques des deux amplificateurs à fibre dopée erbium utilisés. L'un (Photonetics Fiberamp BT-16) sert de *booster*, c'est-à-dire est utilisé dans la source pour atteindre la puissance crête soliton. L'autre (Ire-Polus EAD-60) est utilisé comme amplificateur en ligne pour compenser les pertes de la fibre. Les courbes de gain petit signal en fonction de la longueur d'onde sont tracées en figure 4.2, et le tableau 4.1 résume les caractéristiques utiles des deux amplificateurs. Nous observons que le gain du booster chute considérablement dans les grandes longueurs d'onde, ce qui ne nous permet pas de l'utiliser[2] à 1565 nm.

	Photonetics	Ire-Polus
Gain petit signal à 1565 nm	18 dB	27 dB
Gain petit signal à 1556 nm	25 dB	30 dB
Facteur de bruit à 1565 nm	4,5 dB	5 dB
Facteur de bruit à 1556 nm	4,5 dB	5,5 dB
Puissance de saturation	16 dBm	18 dBm

TAB. 4.1 – *Caractéristiques des amplificateurs optiques.*

Le facteur de bruit d'un amplificateur est défini comme le quotient entre le rapport

2. Le booster n'étant pas utilisé en régime petit signal, son gain à 1565 nm est très faible.

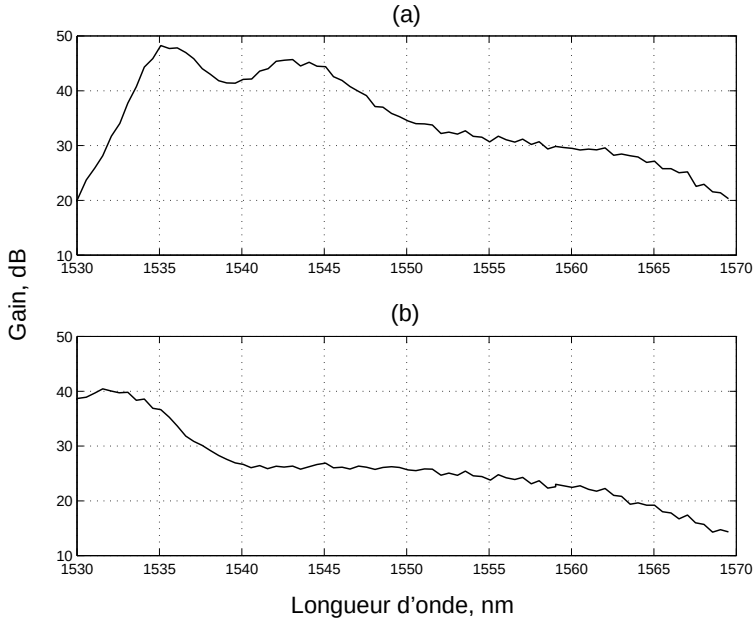

FIG. 4.2 – *Gain petit signal des deux amplificateurs utilisés (a) Ire-Polus (b) Photonetics.*

signal sur bruit en entrée et le rapport signal sur bruit en sortie du dispositif :

$$\mathrm{NF} = \frac{\left.\frac{P_{signal}}{P_{bruit}}\right|_{\text{entrée}}}{\left.\frac{P_{signal}}{P_{bruit}}\right|_{\text{sortie}}} \tag{4.1}$$

On peut montrer [10] que le facteur de bruit est relié au paramètre n_{sp} par la relation suivante :

$$\mathrm{NF} = 2n_{sp}(G-1)/G \approx 2n_{sp} \ . \tag{4.2}$$

Nous avons donc accès à tous les paramètres des amplificateurs nécessaires à l'évaluation théorique de la gigue de phase. Nous passons maintenant aux filtres optiques utilisés.

4.1.3 Filtres optiques

Dans toutes les expériences réalisées, un filtre optique centré sur la longueur d'onde du signal est placé à la sortie de chaque amplificateur afin d'éliminer une grande partie du bruit d'émission spontanée. Deux filtres ont donc été nécessaires, l'un étant placé derrière le booster et l'autre derrière l'amplificateur en ligne. La figure 4.3 montre la fonction de transfert en intensité des deux filtres utilisés, basés sur des réseaux de Bragg.

Les bandes passantes à mi-hauteur sont respectivement de 1,8 nm pour le filtre du booster et de 1,5 nm pour le filtre en ligne. Cette caractérisation nous permet de remonter au paramètre de force de filtrage utilisé dans la théorie des perturbations. En considérant que la fonction de transfert est gaussienne, on peut relier k_f à la bande à 3 dB en puissance du filtre [14] :

$$k_f \approx \frac{53000\ \ln(2)}{DZ_f B^2} \ . \tag{4.3}$$

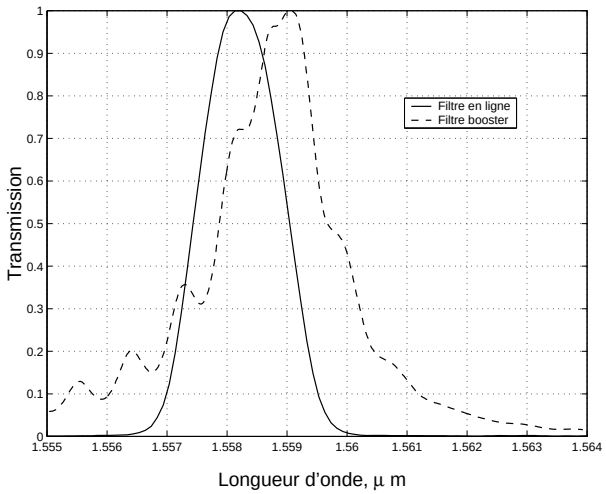

FIG. 4.3 – *Transmission des filtres optiques.*

Cette expression nous donne, pour le filtre en ligne utilisé, la valeur $k_f = 0{,}11$, ce qui représente une force de filtrage moyenne[3]. Nous avons donc maintenant accès à tous les paramètres nécessaires à l'évaluation théorique de la gigue de phase dans le contexte de notre expérience. Le prochain paragraphe est consacré à la vérification expérimentale du principe du codage DPSK impulsionnel sur courte distance.

4.2 Vérification du principe de modulation de phase différentielle

Nous décrivons maintenant l'expérience réalisée afin de vérifier que le principe de modulation de phase différentielle sur des impulsions picosecondes fonctionne effectivement. Pour des raisons de commodité, les dispositifs d'émission et de réception sont en fait constitués par le même interféromètre à fibre. Ce dernier est réalisé en cascadant deux coupleurs optiques fibrés équilibrés, et fonctionne dans les deux sens de propagation. Le problème de stabilité des interféromètres à fibre mentionné au chapitre 3 est ici résolu : comme les impulsions passent dans le même dispositif en entrée et en sortie, les retards optiques introduits sont exactement les mêmes[4]. En revanche, ce stratagème nous oblige à gérer de façon dynamique la phase introduite par le modulateur pour simuler une liaison réelle.

Le schéma de l'expérience est décrit en figure 4.4. La source soliton étudiée au chapitre 2 produit des impulsions à un taux de répétition de 1 GHz. Ces impulsions passent alors une première fois par l'interféromètre à fibre. L'un des bras de l'interféromètre comprend

3. La valeur maximum couramment admise pour k_f, imposée par la croissance du bruit dans la bande du filtre, est de 0,3.

4. Le temps qui s'écoule entre les deux passages est petit devant le temps caractéristique des fluctuations thermiques, qui est de l'ordre de la milliseconde.

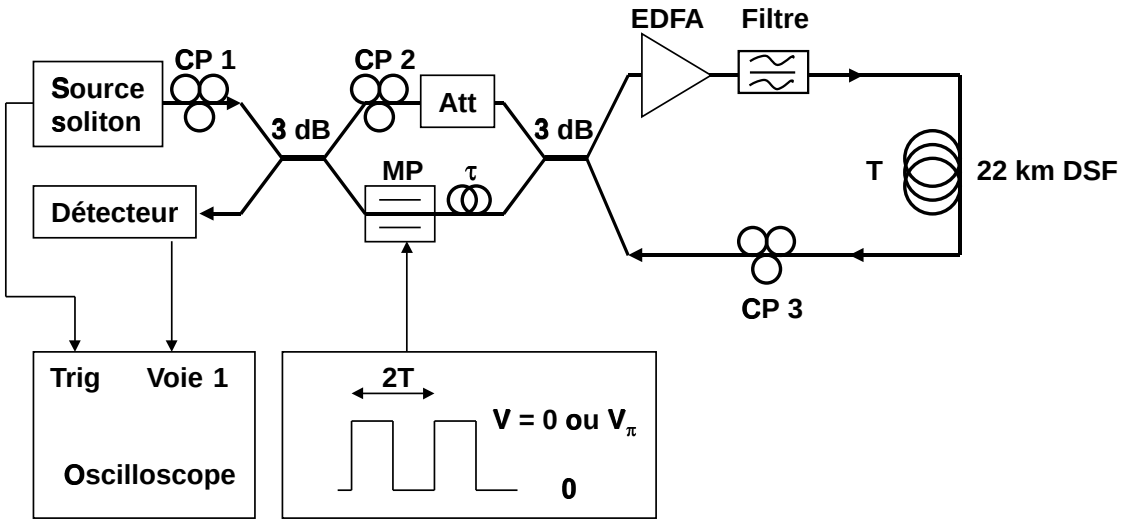

Fig. 4.4 – *Montage expérimental de vérification du principe de codage.*

un modulateur de phase (MP, pertes d'insertion 5 dB, $V_\pi = 5$ V), tandis que l'autre inclut un contrôleur de polarisation et un atténuateur variable (Att). Cet atténuateur sert à rendre égales les pertes introduites par chacun des deux bras, afin d'obtenir en sortie deux impulsions de même puissance crête. Ainsi, lors de la propagation, le déphasage non linéaire provoqué par la SPM est le même pour les deux impulsions. Le retard introduit par le codeur est de (0,3 + k) ns, où k est un entier naturel. Les impulsions dédoublées sont alors amplifiées, filtrées, et envoyées dans les 22 km de fibre à dispersion décalée. Comme l'amplificateur optique contient un isolateur, le signal ne peut se propager que dans ce sens particulier (montré par les flèches sur le schéma). Après la fibre, le signal est redirigé vers l'interféromètre, que l'on considère cette fois comme le dispositif de réception. Le signal sortant du décodeur est récupéré par l'ensemble détecteur rapide-oscilloscope à échantillonnage déjà décrit au chapitre 2.

Nous nous attardons ici sur les phénomènes de polarisation, qui ont été jusqu'à présent négligés. Deux effets sont à prendre en compte dans cette expérience : le modulateur est un composant électro-optique sensible à la polarisation incidente, et le phénomène d'interférence n'apparaît que pour des champs électriques ayant la même polarisation. Trois contrôleurs de polarisation (notés CP1, CP2, et CP3), basés sur le principe des boucles de Lefèvre, sont insérés dans le montage expérimental. Les impulsions produites par la source soliton sont polarisées de façon rectiligne, le CP1 sert à aligner cette polarisation sur l'axe neutre extraordinaire du cristal de niobate de lithium, ce qui rend la modulation de phase la plus efficace possible. Le contrôleur CP2 est réglé de telle sorte que les polarisations des deux impulsions à la sortie du Mach-Zehnder soient les mêmes[5]. Enfin, on réaligne la polarisation du signal optique sur les axes du modulateur de phase lors du

5. CP2 annule les différences de torsion entre les deux bras de l'interféromètre.

deuxième passage dans l'interféromètre à l'aide de CP3. En conséquence, les impulsions sont modulées de façon efficace, et ont la même polarisation afin de favoriser au maximum le phénomène d'interférence qui a lieu au récepteur.

La modulation de phase est traitée de la manière suivante : le signal électrique appliqué au modulateur est un créneau, de période $2T$ (T désigne l'intervalle de temps entre les deux passages dans l'interféromètre, déterminé principalement par la longueur de la fibre DSF), d'amplitude $V = V_\pi$ pour coder un '1', et $V = 0$ pour coder un '0'. Cette valeur particulière de période du signal qui contrôle le modulateur assure que le déphasage introduit entre les impulsions qui interfèrent est bien de 0 ou π. On simule ainsi un système réaliste par ce biais sans avoir besoin de recourir à la technologie des guides sur substrat de verre, qui n'est pas disponible au laboratoire.

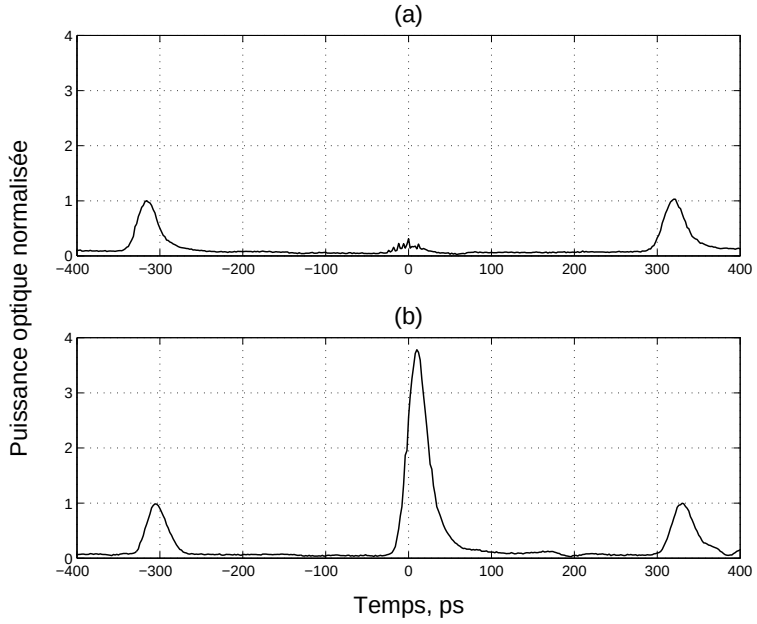

FIG. 4.5 – *Signal optique reçu pour (a) un bit '0' transmis (b) un bit '1' transmis.*

La figure 4.5 montre les traces des signaux optiques obtenus à la sortie du décodeur en ayant codé un bit '1' et un bit '0'. On retrouve les trois impulsions, l'impulsion centrale étant en fait le résultat de l'interférence de deux impulsions. On constate d'emblée que le principe du codage fonctionne bien : on a respectivement une interférence constructive et destructive pour un bit '1' et '0' codé. L'extinction du pic central en situation d'interférence destructive n'est pas parfaite à cause, entre autres, des problèmes de polarisation. D'autre part, on vérifie que la puissance crête de l'impulsion centrale est quatre fois plus grande que celle des impulsions latérales dans le cas des interférences constructives, ce qui confirme le bon équilibre des deux bras de l'interféromètre en terme de pertes.

Nous avons vérifié que le principe de codage sur la phase d'impulsions picosecondes fonctionne sur une liaison à courte distance. Néanmoins, le principal intérêt de l'utilisation des solitons réside dans leur robustesse au cours de la propagation sur de grandes

distances[6]. Nous allons donc maintenant étudier les performances du système proposé sur longue distance, et comparer les résultats obtenus à l'étude théorique qui a précédé.

4.3 Étude expérimentale de la gigue de phase des solitons

Les expériences décrites dans cette partie peuvent être appréhendées de deux points de vue différents. On peut d'une part privilégier les aspects physiques, et les présenter comme une étude de la stabilité de la phase optique d'un soliton, puisque nous évaluons ce paramètre particulier. D'un autre coté, d'un point de vue "ingénierie des télécommunications", on peut voir ces expériences comme l'étude des performances d'un certain format de modulation dans une liaison soliton, ces performances dépendant directement de la robustesse de la phase. Cette partie s'articule de la manière suivante : dans un premier temps, nous exposons le principe de la mesure, puis nous décrivons précisément les deux montages expérimentaux réalisés, enfin nous analysons les résultats, et les comparons avec les évaluations théoriques du chapitre 3.

4.3.1 Principe de la mesure

La boucle à recirculation

Le but de cette section étant d'étudier l'accumulation d'effets sur de longues distances, nous devons réaliser la propagation d'un signal optique sur plusieurs milliers de kilomètres. Bien sûr, nous ne disposons pas de telles longueurs de fibre en laboratoire, et l'étude du phénomène de gigue de phase passe donc par la réalisation d'une boucle à recirculation [93] [94]. Ce dispositif permet de simuler une liaison optique amplifiée transocéanique. Le principe est de faire tourner la lumière dans une boucle comprenant entre autre un tronçon de fibre et un amplificateur optique pendant une certaine durée. Ainsi, la lumière se propage pendant N tours dans la boucle, et la distance parcourue équivalente est égale à $N \times L$, où L est la longueur de la boucle.

Afin de réaliser ce dispositif, nous devons assurer les fonctionnalités suivantes : l'entrée et la sortie du signal dans la boucle, et le nettoyage de la boucle à la fin de chaque cycle (avant chaque remplissage de la boucle). Deux solutions ont été utilisées pour réaliser ces fonctions : un coupleur directionnel intégré sur $LiNbO_3$, et des interrupteurs acousto-optiques.

Toutefois, l'équivalence entre une ligne déployée et une boucle à recirculation n'est pas parfaite, et certains problèmes se posent lors de leur utilisation. Un des phénomènes contraignants est la possibilité que le bruit d'émission spontanée construise peu à peu une

6. On peut aussi voir cet intérêt d'une autre façon : les solitons permettent d'employer des impulsions plus courtes, donc d'atteindre un débit plus élevé, dans des liaisons moyennes distances.

émission laser (la boucle est tout à fait semblable à une cavité laser). L'autre problème majeur de la boucle à recirculation est lié aux fluctuations de gain de l'amplificateur optique. Le temps caractéristique de ces fluctuations est lié au temps de vie du niveau intermédiaire de l'ion erbium, qui va de 100 μs à 1 ms. Or il se trouve que ce temps est tout à fait comparable à la durée que met le signal optique à effectuer un tour de boucle[7]. En conséquence, si la boucle n'est pas complètement remplie, c'est-à-dire si la durée du train d'impulsions injecté n'est pas exactement égale à la durée de propagation dans la boucle, des phénomènes d'oscillation du gain apparaissent et faussent complètement la simulation de propagation dans une ligne déployée. Il faudra prendre en compte ces remarques lors des expériences. Nous passons maintenant au principe de la mesure proprement dit.

Mesure de la gigue de phase

Le principe de la mesure de la gigue de phase est tout à fait similaire à celui de l'expérience menée précédemment. Les principales différences résident dans l'utilisation de la boucle à recirculation et d'un détecteur optique moins rapide. On retrouve donc la source soliton, et le codeur/décodeur. Après le passage dans le codeur, chaque couple d'impulsions est envoyé dans la boucle à recirculation. Puis, au bout d'une certaine distance de propagation prédéterminée, le signal est renvoyé dans le décodeur, et détecté en sortie.

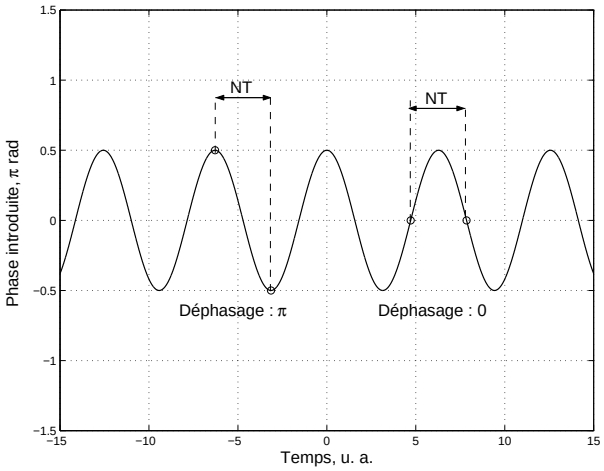

FIG. 4.6 – *Principe de l'émulation des états de déphasage dans l'expérience : représentation de la fonction $\phi(t)$.*

Si t_1 et t_2 représentent respectivement les instants de passage des impulsions dans le codeur et dans le décodeur[8] (on a alors $t_2 - t_1 = NT$, où N est le nombre de tours parcourus et T est le temps de propagation dans une boucle), la puissance moyenne sur

7. Dans notre cas, la boucle est constituée d'environ 20 km de fibre, le temps de parcours par la lumière est donc de $T = 100$ μs.

8. Ce dernier, nous le rappelons, est confondu avec le codeur : seul le sens de propagation les distingue.

une période de répétition est donnée par l'équation 3.3, à une petite modification près :

$$P(t_2) = 2P_0 + 2P_0[1 + \cos(\phi(t_2) - \phi(t_1) + \delta\phi + \delta\phi')] \ , \tag{4.4}$$

où $\delta\phi$ et $\delta\phi'$ sont les déviations de phase subies par chacune des deux impulsions. Un choix judicieux du signal pilotant le modulateur de phase va nous permettre d'obtenir une relation simple entre $P(t)$ et $\phi(t)$. Celui-ci n'est pas alimenté par un signal carré, mais par un signal sinusoïdal, d'amplitude crête à crête V_π, et dont la pulsation Ω est ajustée avec précision de sorte que :

$$\phi(t) = \frac{\pi}{2} cos(\Omega t) \ , \tag{4.5}$$

$$\text{avec } \Omega = \frac{1}{NT}(\pi + 2k\pi) \ , \tag{4.6}$$

où k est un entier naturel.

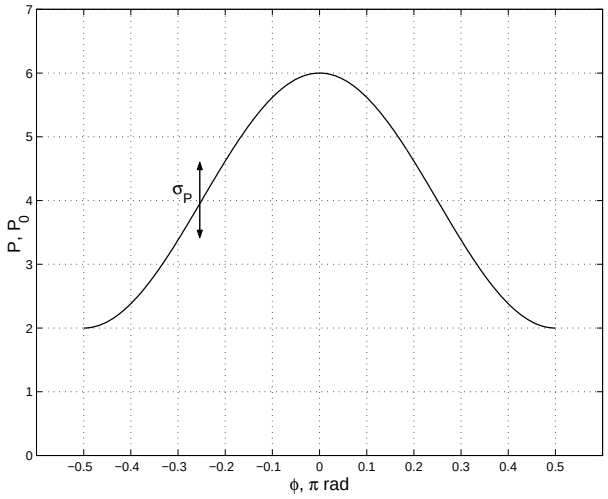

FIG. 4.7 – *Courbe $P = f(\phi)$ théorique.*

La figure 4.6 justifie ce choix de la fréquence du signal de modulation de phase. Le cas représenté correspond à $k = 0$. On observe que le déphasage introduit entre les deux impulsions qui interfèrent varie continûment au cours du temps entre 0 et π (ces deux cas extrêmes sont représentés). Un calcul simple donne $\phi(t_2) - \phi(t_1) = 2\phi(t_2)$. Si nous traçons P en fonction de ϕ, nous obtenons donc la figure 4.7. C'est finalement cette caractéristique que nous allons mesurer afin d'évaluer la gigue de phase. En effet, les termes $\delta\phi$ et $\delta\phi'$ font dévier la courbe de sa forme sinusoïdale. En faisant plusieurs acquisitions, on constitue un nuage de points qui se forme autour de la courbe, ces points étant d'autant plus proches de la courbe que les $\delta\phi$ sont petits. Si la condition sur la fréquence de modulation 4.6 n'est pas respectée, le déphasage entre les deux impulsions arrivant sur le démodulateur ne varie plus de façon simple en fonction du temps, et la figure 4.7 devient une courbe de type Lissajoux. Il faudra donc prendre soin d'ajuster la fréquence du signal appliqué sur le modulateur de phase en accord avec l'équation 4.6.

On peut ensuite relier les caractéristiques statistiques de la puissance reçue à celles des fluctuations de phase. Nous supposons, comme le prévoit la théorie développée au chapitre 3, que les quantités $\delta\phi$ et $\delta\phi'$ sont des variables aléatoires gaussiennes, de moyennes nulles, et de variance σ_ϕ^2. L'équation 4.4 définit la variable aléatoire P en fonction des fluctuations de phase. Un calcul simple de théorie des probabilités nous permet d'obtenir la moyenne et la variance de P :

$$\mu_P = 2P_0 + 2P_0\left(1 + e^{-\sigma_\phi^2} cos(2\phi)\right) \quad (4.7)$$

$$\sigma_P^2 = 2P_0^2[1 - e^{-4\sigma_\phi^2} + 2(e^{-4\sigma_\phi^2} - e^{-2\sigma_\phi^2})cos^2(2\phi)]. \quad (4.8)$$

La mesure va finalement être conduite de la façon suivante : après l'acquisition d'un grand nombre de points (ϕ,P), nous sélectionnons les points se trouvant dans une bande étroite autour des valeurs $\phi = \pm\pi/4$. Nous calculons ensuite la variance σ_P^2 sur cet ensemble de points, et, en utilisant la relation 4.8, nous remontons à la variance de la phase. Notons que pour cette valeur particulière de ϕ, et en considérant que $\sigma_\phi^2 << 1$, on peut faire l'approximation $\sigma_P^2 = 8P_0\sigma_\phi^2$. De plus la valeur de P_0 sera évaluée en calculant la moyenne de P au point $\phi = \pi/4$: on a alors $\mu_P = 4P_0$.

D'un point de vue pratique, l'acquisition se réalise comme suit : un oscilloscope numérique de bande passante 1 GHz est utilisé en mode X-Y, la voie X étant branchée au signal qui commande le modulateur de phase, tandis que la voie Y est connectée à un détecteur, de bande passante 1 GHz, placé en sortie du décodeur. La caractéristique $P = f(\phi)$ s'affiche donc à l'écran de l'oscilloscope. La bande passante du système de réception (détecteur et oscilloscope) est un paramètre critique, puisqu'on veut mesurer la puissance moyenne du signal sur une et une seule période de répétition. Si le système de détection intègre sur plus d'une période, nous mesurons une variance de la puissance inférieure à la valeur réelle [9]. Il faut ainsi adapter le temps de réponse en réception à la cadence de répétition du système. L'oscilloscope étant numérique, nous pouvons facilement récupérer les coordonnées d'un grand nombre de points (ϕ,P) et réaliser un traitement statistique de ces données.

Après avoir exposé le principe de la mesure, nous passons maintenant à la description plus précise du dispositif expérimental. Deux approches pour réaliser la boucle à recirculation sont mises en œuvre dans la partie qui suit.

4.3.2 Montage expérimental

Montage avec coupleur directionnel

La première expérience de boucle à recirculation que nous avons réalisée utilise un coupleur directionnel. Ce dernier est intégré sur niobate de lithium, et a été réalisé avec les moyens technologiques du laboratoire à Besançon.

9. En fait, si le détecteur intègre sur K périodes, la mesure de la variance de la puissance donne σ_P/K.

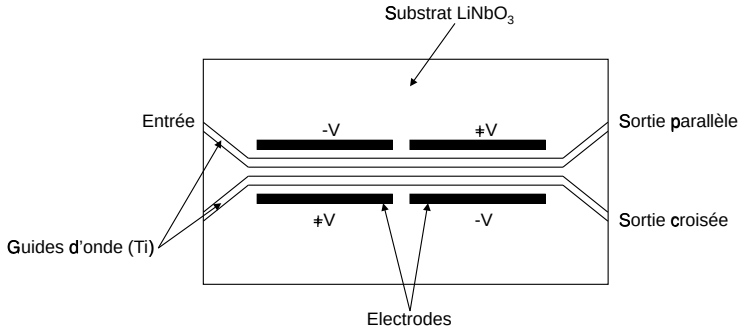

FIG. 4.8 – *Schéma de principe du coupleur directionnel.*

Le principe de ce composant est basé sur le couplage de deux guides d'onde proches dans le substrat de $LiNbO_3$ (Cf. figure 4.8). Des électrodes gravées à la surface du substrat permettent de faire varier les indices effectifs des guides, ce qui modifie la longueur de couplage. On peut ainsi diriger un signal incident en entrée du dispositif vers l'une ou l'autre des sorties de façon électrique en appliquant une tension sur les électrodes du composant. L'agencement particulier alterné des électrodes montré sur le schéma permet une meilleure optimisation des performances du dispositif. Pour plus de détails sur ce type de composants, le lecteur est renvoyé à la référence [95].

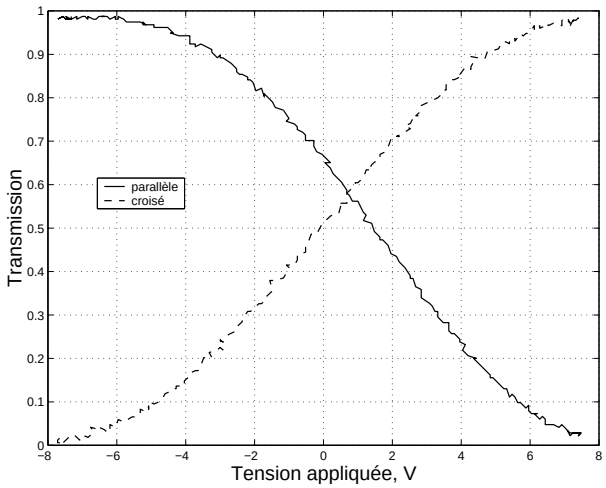

FIG. 4.9 – *Transmission du coupleur directionnel utilisé en fonction de la tension de commande (une tension continue de 16 V supplémentaire est appliquée et n'est pas ici représentée).*

La figure 4.9 illustre le fonctionnement du coupleur directionnel en mode commutateur 1×2 optique : une seule des entrées du coupleur est alimentée par un faisceau lumineux, et la puissance optique est mesurée sur chacune des sorties en fonction de la tension appliquée sur les électrodes. Ce dispositif étant très sensible à la polarisation, ce réglage a été préalablement effectué en amont du coupleur directionnel. On note bien la commutation de

la lumière d'une sortie à l'autre en fonction de la tension appliquée. Le taux d'extinction, défini en dB par $10\log(P_{max}/P_{min})$, est de 20 dB. Nous allons maintenant utiliser ce dispositif pour fabriquer la boucle à recirculation.

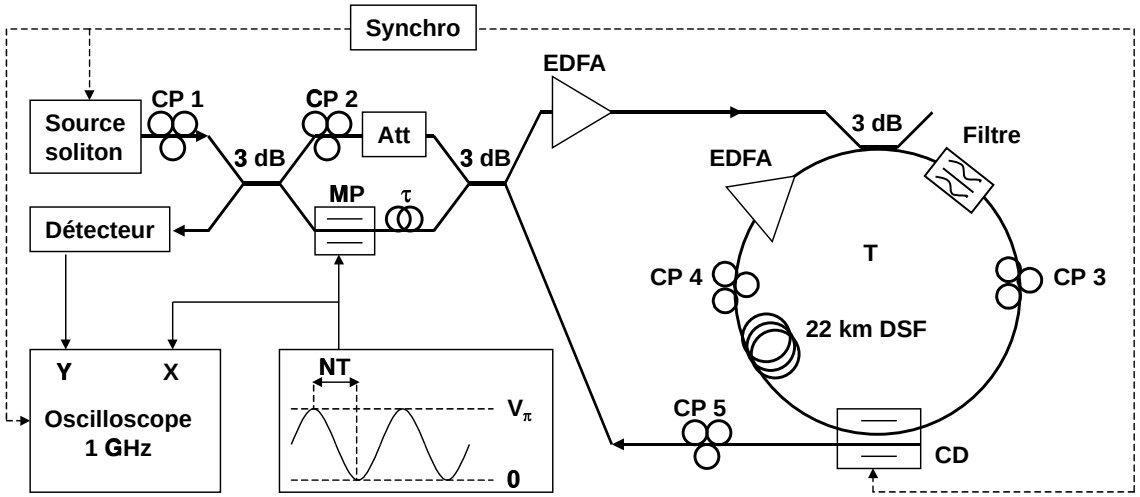

FIG. 4.10 – *Montage expérimental avec coupleur directionnel.*

La figure 4.10 est le schéma de la première expérience que nous avons réalisée ayant pour but la mesure de la gigue de phase. On y retrouve la source soliton, le codeur/décodeur, et le système de détection et mesure décrit ci-dessus. En sortie du codeur, un EDFA est utilisé comme booster avant la boucle proprement dite. Le remplissage de celle-ci est effectué via un coupleur 3 dB. Quand la boucle est pleine, la source soliton est éteinte de manière électrique [10]. Le coupleur directionnel est alors utilisé en fonctionnement parallèle, c'est-à-dire qu'il maintient le signal dans la boucle. Au bout du nombre de tours voulu, ce dernier est basculé en mode croisé, et le contenu de la boucle est alors redirigé vers le décodeur. Le signal qui reste dans la boucle est dans le même temps fortement atténué par le coupleur. Celui-ci assure donc les deux fonctions de sortie et de nettoyage de la boucle. La sortie du coupleur 3 dB d'entrée de boucle n'a pas pu être utilisée : l'absence de filtrage optique entre les amplificateurs et cette sortie rend le signal très bruité à cet endroit. Après la succession des événements remplissage/circulation/analyse, un nouveau cycle est initialisé par les générateurs BF qui synchronisent la boucle.

Ce montage souffre de plusieurs inconvénients. Tout d'abord, la sensibilité en polarisation du coupleur directionnel oblige à insérer deux contrôleurs dans la boucle. Or, nous avons vu que des grandes longueurs de fibre modifient la polarisation, et ce de manière aléatoire et instable. Le réglage des cinq contrôleurs de polarisation du montage représente donc une manipulation délicate qu'il faut sans cesse renouveler. Un autre problème de cette expérience est le taux d'extinction insuffisant du coupleur directionnel. Celui-ci est

10. Le signal sinusoïdal de commutation de gain est momentanément éteint lors de la recirculation du signal optique.

responsable d'un mauvais nettoyage de la boucle, qui devient en conséquence instable à partir de 3000 km de propagation. De plus, la fluctuation de la polarisation accentue encore ce problème car le taux d'extinction chute dès que le réglage en polarisation n'est pas parfait. Enfin, la position du booster pose un problème de bruit : son émission spontanée, quoique filtrée, est directement émise dans la boucle, et on peut donc considérer que le bruit d'émission spontanée provient de deux amplificateurs au lieu d'un seul.

Toutes ces remarques soulignent la difficulté de la mesure dans les conditions de cette expérience. Nous avons néanmoins réussi à faire une évaluation de la gigue de phase, présentée dans la section 4.3.3. Par la suite, l'acquisition d'équipements et de composants complémentaires nous a permis de mettre en œuvre une expérience de mesure plus propre. C'est ce schéma que nous allons maintenant étudier.

Montage avec cellules acousto-optiques

L'acquisition d'interrupteurs (*switches*) acousto-optiques et d'un deuxième filtre optique passe-bande accordable nous a permis de réaliser une expérience de boucle à recirculation mieux contrôlée que celle que nous venons de décrire. Le principe des commutateurs optiques consiste à utiliser l'interaction entre le faisceau lumineux et une onde acoustique se propageant dans un cristal. Par effet acousto-optique, les vibrations induisent un réseau d'indice optique, qui, par diffraction, dévie le faisceau lumineux. En plaçant le système de réinjection dans la fibre de manière judicieuse en sortie du cristal[11], on récupère de la lumière uniquement si le faisceau a été dévié. Le signal électrique utilisé pour créer l'onde acoustique via un transducteur piézoélectrique est donc allumé ou éteint selon qu'on veut laisser passer la lumière dans le dispositif ou pas. Dans le cas des switches utilisés, ce signal sinusoïdal est caractérisé par une fréquence de 40 MHz, et une puissance d'environ -2 dBm. L'effet secondaire majeur induit est un décalage de la porteuse optique transmise de 40 MHz[12]. Les switches acousto-optiques sont particulièrement bien adaptés à la réalisation de boucle à recirculation : ils sont insensibles à la polarisation, leurs pertes d'insertion sont faibles (environ 2 dB), et l'extinction entre le mode passant et le mode non-passant est de 50 dB.

La figure 4.11 décrit le montage utilisant ces commutateurs optiques. Un filtre optique supplémentaire derrière le booster a également été ajouté. Ce montage nous permet d'utiliser le coupleur optique équilibré comme entrée et sortie de la boucle. Le signal issu de chaque tour dans la boucle est donc redirigé dans le décodeur, et la sélection de la distance de propagation voulue se fait grâce à l'oscilloscope de manière temporelle. La source soliton émet de façon continue, et le remplissage adéquat de la boucle se fait en

11. L'ordre de diffraction utilisé en pratique est l'ordre 1 ou -1.

12. Plus généralement, si f est la fréquence du signal utilisé pour créer l'onde acoustique et n est l'ordre de diffraction, le décalage fréquentiel de l'onde optique est égal à nf et traduit la conservation de la quantité de mouvement.

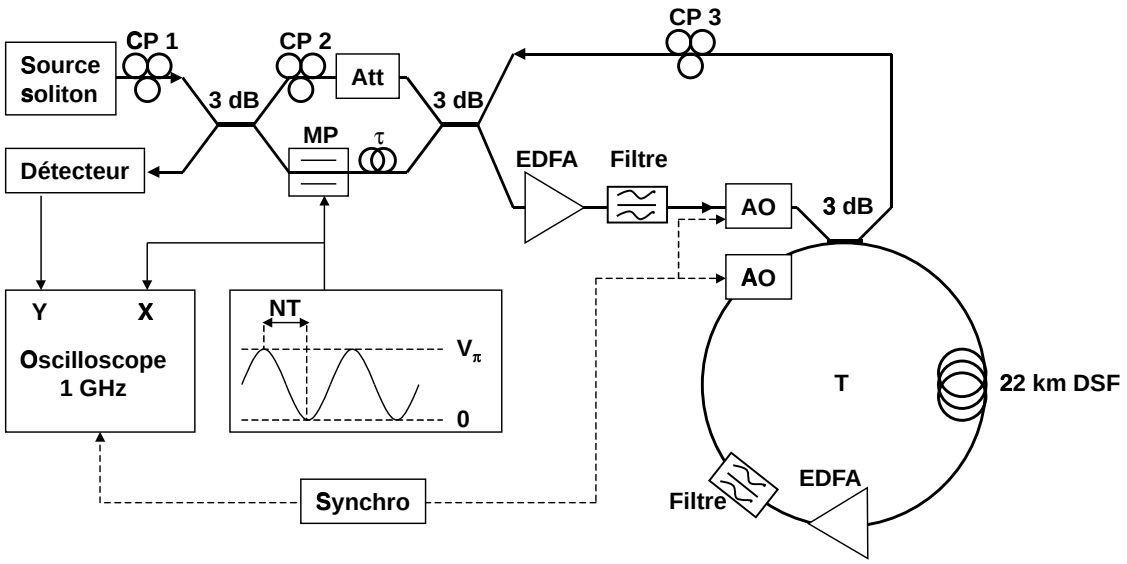

FIG. 4.11 – *Montage expérimental avec interrupteurs optiques.*

utilisant le commutateur d'entrée, situé derrière le booster. Cette disposition permet ainsi d'empêcher le bruit d'ASE du préamplificateur de se propager dans la boucle comme c'était le cas dans l'expérience précédente. Le deuxième commutateur est placé dans la boucle et sert à nettoyer son contenu avant l'initiation d'un nouveau cycle de recirculation. Les très bonnes performances des commutateurs optiques permettent d'étendre le domaine de stabilité de la boucle jusqu'à 8000 km, et les distances étudiées peuvent donc être réellement qualifiées de transocéaniques. D'autre part les pertes introduites pour un cycle dans la boucle sont réduites: de 25 dB dans le cas de l'expérience avec le coupleur directionnel, on passe à 13 dB. Cette réduction permet d'avoir de la marge sur le gain de l'amplificateur en ligne.

Pour donner une idée au lecteur de l'apparence réelle de tous ces composants, nous présentons en figures 4.12, 4.13, et 4.14 des photographies de l'expérience décrite dans ce paragraphe.

Fig. 4.12 – *Photographie : vue générale du banc expérimental.*

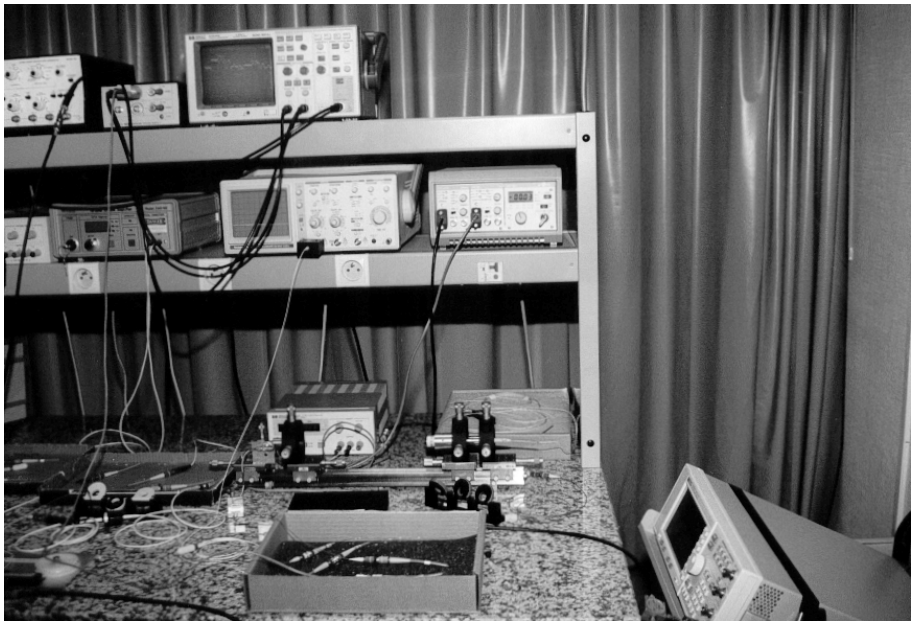

Fig. 4.13 – *Photographie : source soliton et codeur/décodeur.*

FIG. 4.14 – *Photographie : boucle à recirculation.*

4.3.3 Résultats

Simulations

Afin de pouvoir comparer le résultat des expériences de mesure de la gigue de phase à des simulations, nous avons modifié les simulations du chapitre 3 d'évaluation de la variance de la phase pour y incorporer l'effet de l'imperfection de la source. Le modèle de la commutation de gain est couplé à l'algorithme de propagation, et nous évaluons la phase et sa variance sur 100 échantillons de propagation. La figure 4.15 nous révèle un phénomène nouveau : l'écart type de la phase semble osciller au cours de la propagation.

L'explication de ces oscillations réside dans le caractère imparfait de la source soliton. Il est bien connu que lorsque la condition initiale de l'ESNL n'est pas un soliton parfait, la propagation fait converger cette condition vers le soliton canonique. La partie dispersive s'étale alors autour du soliton et forme un piédestal, tandis que l'amplitude crête de l'impulsion oscille et se stabilise finalement à l'amplitude normale pour le soliton émergeant.

Considérons maintenant l'effet du bruit. Sur la figure 4.15 sont représentés trois échantillons de l'évolution de la puissance crête de l'impulsion en fonction de la distance. On remarque les oscillations mentionnées ci-dessus. On note aussi que les oscillations ont

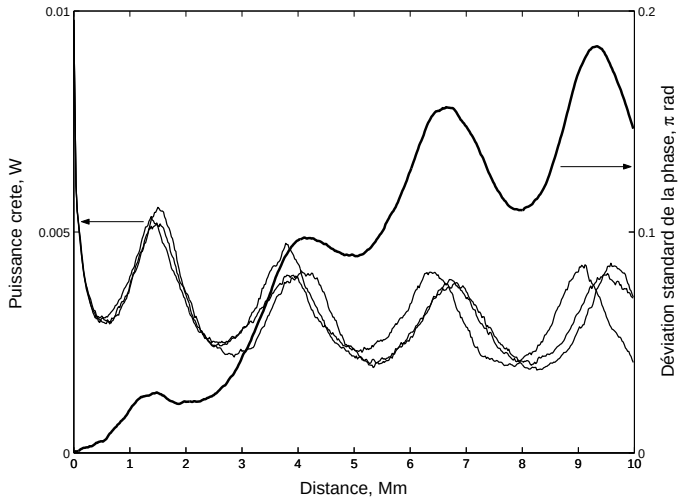

Fig. 4.15 – *Gigue de phase simulée pour une impulsion de commutation de gain comprimée.*

lieu à des distances légèrement différentes pour chaque échantillon, cette fluctuation étant due au bruit. Ce sont ces fluctuations de la position des oscillations de la puissance crête qui sont à l'origine des oscillations de la courbe de gigue de phase : comme la phase augmente proportionnellement à la puissance crête, les oscillations et leur fluctuations font que la variance de la phase est importante pour des distances pour lesquelles la puissance crête passe en moyenne par un maximum. En revanche lorsque la puissance crête passe par un minimum, les phases de tous les échantillons sont proches les unes des autres, et l'écart type de la phase diminue.

On peut faire remarquer qu'au premier ordre, la phase accumulée par SPM est proportionnelle à l'intégrale de la puissance crête sur la distance. Cette dernière représente donc la dérivée de la phase en fonction de la distance. Quand cette dérivée est élevée, la phase évolue vite, et le bruit fait que la divergence des phases des différents échantillons est rapide. Quand la dérivée retombe, la surface sous la courbe de puissance crête est sensiblement la même pour tous les échantillons, ce qui diminue l'écart type de la phase.

Après avoir observé et interprété l'effet de l'imperfection de la source au travers de simulations numériques, nous passons maintenant aux résultats expérimentaux proprement dits.

Évaluation des barres d'erreurs

Nous précisons ici la façon dont nous avons estimé l'erreur de mesure. Dans les expériences de mesure de la gigue de phase décrites précédemment, la puissance optique est détectée puis acquise par un oscilloscope numérique. Celui-ci réalise une quantification, et la valeur de la puissance mesurée est donc entachée d'une erreur liée au pas de quantification. Ce que nous mesurons finalement est l'écart type σ_p d'un ensemble de va-

leurs $\{p_i\}_i$. Nous allons considérer l'impact d'une incertitude Δp sur chacune des mesures sur la variance. Celle-ci est définie par :

$$\sigma_p^2 = \frac{1}{N}\sum_i (p_i^2 - \mu_p^2) \ . \tag{4.9}$$

L'incertitude rejetée sur l'écart type est donnée par :

$$\Delta\sigma_p = \sum_i \frac{\partial\sigma_p}{\partial p_i}\Delta p_i \ . \tag{4.10}$$

On obtient donc, en considérant une incertitude constante pour toutes les mesures, les variations de l'écart type et de la variance :

$$\Delta\sigma_p = \frac{\Delta p}{\sigma_p}\mu_p \tag{4.11}$$

$$\Delta\sigma_p^2 = 2\Delta p\mu_p \ . \tag{4.12}$$

Dans l'expérience, nous nous plaçons dans la zone linéaire de la courbe $P = f(\phi)$. On peut donc faire l'approximation $\sigma_\phi^2 = \sigma_p^2/8P_0^2$, d'où une incertitude égale à $\Delta\sigma_\phi^2 = \Delta\sigma_p^2/8P_0^2$. Les barres d'erreurs sur la courbe de l'écart type de la phase ont donc une longueur définie par $\Delta\sigma_\phi = \Delta\sigma_\phi^2/2\sigma_\phi$. En prenant pour Δp le pas de quantification de l'oscilloscope divisé par deux, on obtient l'erreur maximale de mesure due à cet effet. Nous verrons que celle-ci est assez importante, car les puissances optiques mesurées en sortie de l'interféromètre ne sont pas très grandes devant le pas de quantification. Ceci est expliqué par la grande valeur d'atténuation de l'ensemble codeur/décodeur (14 dB).

Résultats expérimentaux

Les résultats des expériences décrites sont ici présentés. Nous examinons différents aspects dans l'ordre suivant : tout d'abord, nous commentons la convergence de l'impulsion initiale en soliton, puis nous examinons les résultats de mesure de gigue de phase en fonction de la distance de propagation pour chacun des dispositifs expérimentaux décrits. Les paramètres utilisés pour la simulation et l'estimation théorique sont pris de façon à correspondre à l'expérience et sont donnés dans le tableau 4.2.

Longueur d'onde λ	1,55 μm
Atténuation de la fibre	0,2 dB/km
Indice non linéaire n_2	3×10^{-20}
Aire effective de cœur A_{eff}	50 μm^2
Facteur d'excès de bruit n_{sp}	1,5
Bande passante du filtre	182 GHz
Distance entre amplificateurs z_A	22 km
Dispersion D	0,6 ps/nm.km
Largeur de l'impulsion	25 ps
Puissance crête de l'impulsion en entrée de boucle	9 mW

TAB. 4.2 – *Paramètres physiques utilisés lors de la comparaison entre théorie, simulation, et expérience.*

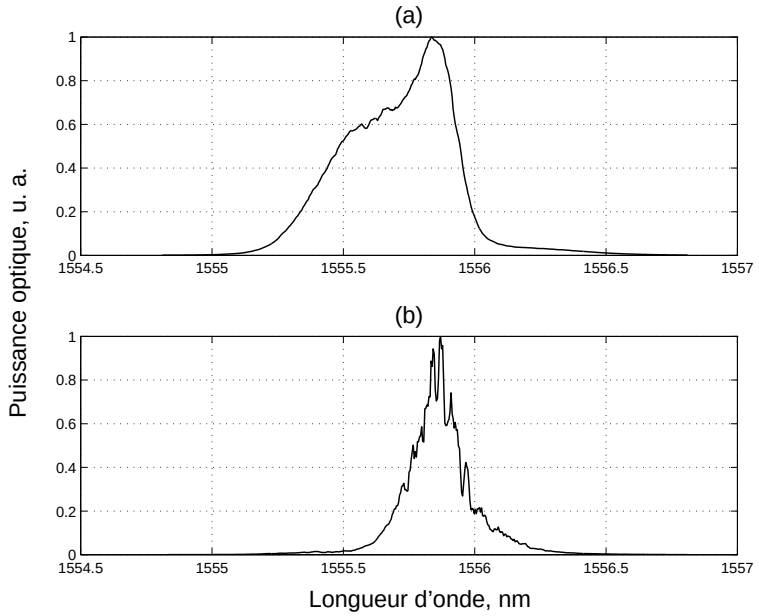

FIG. 4.16 – *Comparaison des spectres des impulsions (a) émises par la source (b) après 1000 km de propagation.*

La figure 4.16 est une comparaison entre le spectre à l'entrée de la boucle (c'est-à-dire directement issu de la commutation de gain) et le spectre du signal après 1000 km de propagation. On observe que le spectre devient symétrique et acquiert une forme en sécante hyperbolique au carré. Ceci va dans le sens de l'émergence du soliton après propagation sur une distance de quelques périodes solitons[13]. Si nous supposons des impulsions sécantes hyperboliques en limite de Fourier, on peut utiliser la largeur spectrale mesurée et la relation $\Delta\nu\Delta t = 0{,}315$ pour obtenir une durée à mi-hauteur des solitons émergeant de 18 ps.

Nous présentons en figure 4.17 le résultat principal de l'expérience de mesure de la

13. La période soliton pour des impulsions de 20 ps et une dispersion de 0.6 ps/nm.km est de 160 km.

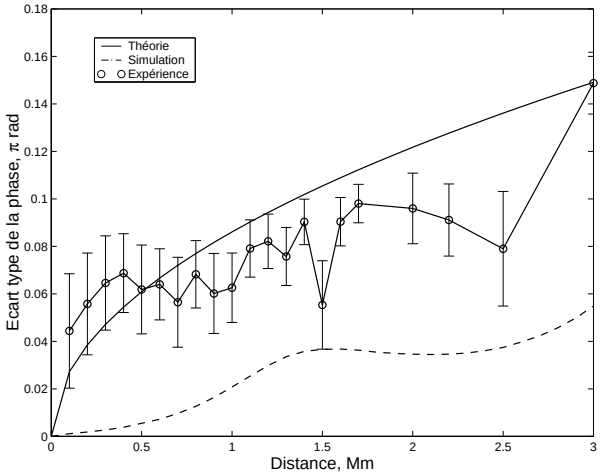

FIG. 4.17 – *Résultats de l'expérience utilisant le coupleur directionnel*

gigue de phase conduite avec le coupleur directionnel. Comme nous l'avons mentionné, la distance maximale étudiée est de 3000 km. Les points de mesure correspondant à des distances de 1500 km et 3000 km paraissant aberrants[14], nous les écartons. On constate que la courbe expérimentale est nettement au-dessus de la courbe de simulation, et semble correspondre à l'estimation théorique pour les courtes distances. Cependant la gigue théorique semble être surestimée par rapport à l'expérience pour les grandes distances, et les mesures se rapprochent alors plus de la simulation. Cependant, il faut noter que le bruit du booster s'ajoutant à celui de l'amplificateur de ligne dans cette configuration, ces mesures sont certainement supérieures au bruit de phase réel. Nous passons donc maintenant à l'expérience plus rigoureuse menée avec les switches acousto-optiques.

Pour donner une idée de l'allure des courbes $P = f(\phi)$ obtenues expérimentalement, nous les avons tracées en figures 4.18 et 4.19, pour des distances de propagation respectivement de 20 km (c'est à dire en mode "back to back") et de 5000 km. On voit ici l'épaississement prévu de la courbe, dû à la dispersion de la puissance mesurée pour un déphasage donné entre les deux impulsions. Cet épaississement est provoqué d'une part par la gigue de phase, mais aussi par la gigue d'amplitude. Pour vérifier que c'est la phase qui provoque l'essentiel des fluctuations de puissance reçue, nous avons placé le détecteur directement en sortie de boucle, sans passage par l'interféromètre. Les fluctuations de puissance mesurées sont alors petites devant celles observées derrière l'interféromètre. Nous observons également que le contraste obtenu entre les valeurs de déphasage extrême $\Delta\phi = 0$ et $\Delta\phi = \pi$ est en accord avec la théorie pour la courbe réalisée en faible distance, mais qu'il diminue considérablement au bout de 5000 km. Cela est facilement expliqué par le fait qu'aux extrema de la courbe sinusoïdale, la dispersion des phases ne peut provoquer qu'un écrasement des valeurs de puissance.

14. Pour $z = 3000$ km, la boucle étant à la limite de stabilité, ce fait n'est pas étonnant.

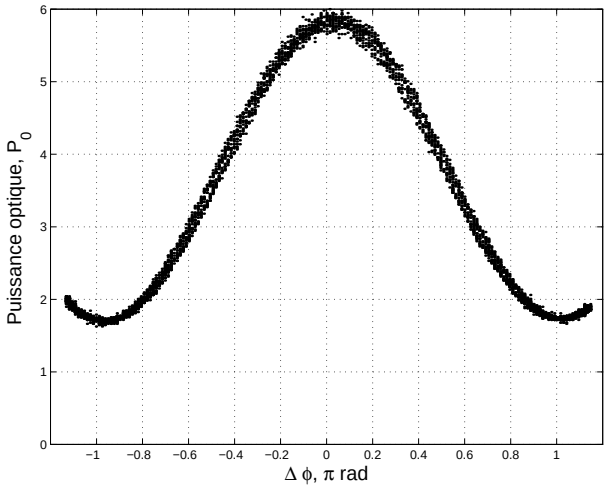

FIG. 4.18 – *Courbe $P = f(\Delta\phi)$ obtenue en mode back to back.*

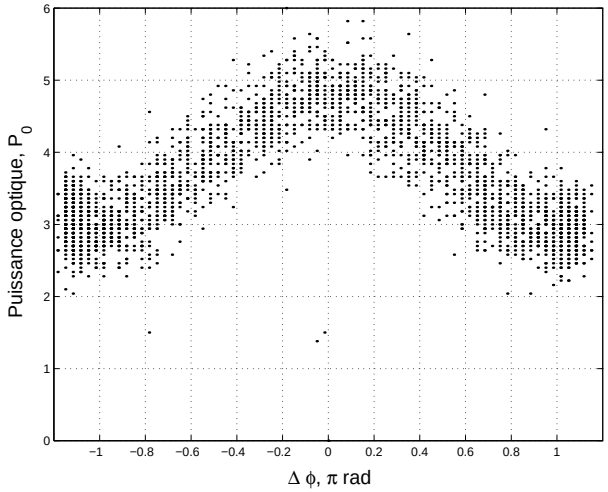

FIG. 4.19 – *Courbe $P = f(\Delta\phi)$ obtenue après 5000 km de propagation.*

On peut faire une interprétation des figures 4.18 et 4.19 analogue à ce qui est connu en télécommunications sous le nom de "diagramme de l'œil". En projetant les points correspondants aux déphasages 0 et π sur un même axe vertical, l'intervalle vide entre les deux "nuages" de points à une dimension représente l'ouverture de l'œil. On voit immédiatement que l'ouverture correspondant à une distance de 5000 km est très réduite, ce qui laisse augurer des performances médiocres en terme de taux d'erreur binaire. Nous passons maintenant à l'analyse du résultat final de cette étude de gigue de phase des solitons.

La mesure de la déviation standard de la phase des impulsions en fonction de la distance de propagation obtenue avec l'expérience utilisant des switches optiques est présentée en figure 4.20. On remarque que pour les distances inférieures à 5000 km, la courbe expérimentale semble en assez bon accord avec la simulation, à un décalage vertical

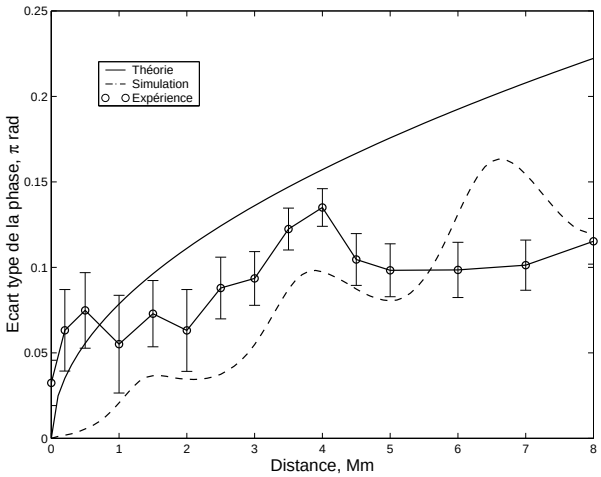

FIG. 4.20 – *Résultats de l'expérience utilisant des switches acousto-optiques.*

près. On y devine les oscillations caractéristiques de l'imperfection de la source.

La valeur de la déviation standard mesurée est systématiquement supérieure à la valeur prévue par la simulation. Ceci peut s'expliquer par le fait que les conditions expérimentales impliquent des sources additionnelles de fluctuations de la puissance en réception. La gigue directe de puissance des solitons et le continuum dispersif représentent par exemple deux sources d'incertitude supplémentaires. En revanche, le caractère différentiel de la modulation nous assure, si le contrôleur de polarisation CP2 est bien réglé, que la polarisation des solitons est la même lors de l'interférence en réception. En effet, les fluctuations de biréfringence de la fibre, induites par des phénomènes thermiques et mécaniques, ont lieu sur une échelle de temps caractéristique de l'ordre de 1 ms. Deux impulsions successives destinées à interférer sont séparées dans l'expérience par 300 ps, et subissent donc les mêmes fluctuations de polarisation au cours de la propagation, ce qui rend possible l'ajustement correct des contrôleurs de polarisation de l'expérience.

Cet ajustement est possible, mais n'est pas aisé, et doit être affiné souvent pour rester dans les bonnes conditions d'interférence. Ce réglage est d'autant plus difficile que la distance de recirculation est grande. Ce fait est à l'origine des mauvaises mesures correspondant aux longues distances (à partir de 6000 km). En effet, un mauvais réglage diminue la visibilité des interférences, ce qui diminue les fluctuations de puissances ayant pour origine la gigue de phase. Cette dépendance à la polarisation constitue un point faible du système DPSK.

On peut faire une estimation du taux d'erreur binaire à partir des valeurs de σ_ϕ mesurées et de l'étude faite au chapitre 3. Par exemple, pour une distance de 5000 km, on obtient une valeur de BER d'environ 3×10^{-3}. Ceci confirme les mauvaises performances attendues par l'observation du diagramme de l'œil.

Nous avons donc démontré la faisabilité du codage de l'information sur la phase d'impulsion soliton dans une expérience de boucle à recirculation. Les fluctuations de la gigue de phase mesurées correspondent assez bien aux simulations. Le modèle théorique basé sur le modèle perturbatif ne rend pas bien compte de ces fluctuations à cause de la nature imparfaite de la source soliton utilisée dans l'expérience. Le démonstrateur réalisé présente des performances assez médiocres, mais laisse cependant entrevoir la possibilité d'utiliser de façon efficace des systèmes solitons cohérents. Dans ce but, diverses améliorations sont envisagées dans la conclusion de ce travail.

Conclusion

Dans ce travail, nous avons étudié la possibilité d'étendre les formats de modulation utilisés actuellement en télécommunications optiques par solitons. Face à la technique classique de modulation d'intensité, largement répandue dans de tels systèmes, nous avons réalisé un démonstrateur basé sur les retards optiques et la modulation de phase. Cette modulation s'apparente à un codage cohérent, c'est-à-dire que l'information est codée dans la phase optique des solitons transmis. Plus précisément, la grandeur intéressante est le déphasage entre les porteuses optiques de deux impulsions successives. Cette technique nous a permis d'explorer les effets propres à la phase dans la propagation de solitons sur une liaison amplifiée.

La première étape a été de réaliser une source soliton basée sur la commutation de gain d'un laser semiconducteur et la compression linéaire au moyen d'un réseau de Bragg chirpé photoinscrit. Dans un deuxième temps, nous avons étudié la stabilité de la phase d'un soliton face au bruit des amplificateurs optiques de manière théorique. L'expression analytique obtenue a été validée par des simulations numériques basées sur la méthode split-step Fourier. Cette étude nous a permis de mettre en évidence l'effet bénéfique du filtrage en ligne sur la stabilité de la phase. De plus, à l'aide de l'expression analytique nous pouvons faire une estimation rapide des performances d'un système et cerner les tendances de la gigue vis-à-vis des différents paramètres du système. Enfin, nous avons réalisé un démonstrateur mettant en pratique le format de modulation proposé. Celui-ci comporte un unique dispositif pour simuler le codeur et le décodeur, et la propagation sur de longues distances est étudiée grâce à une boucle à recirculation. La gigue de phase mesurée correspond assez bien aux estimations théoriques.

Néanmoins, ce travail constitue une première évaluation très exploratoire, et de nombreux aspects restent à étudier notamment en ce qui concerne l'éventuelle réalisation pratique d'un tel système. En effet, il est indispensable de réaliser les codeurs et décodeurs en optique intégrée afin d'obtenir des retards optiques suffisamment stables. Les circuits optiques planaires sur substrat de verre semblent constituer la filière technologique la plus appropriée pour réaliser les lignes à retard optique. Ceci implique une hybridation avec la partie active pour le codeur.

D'autre part, dans le but de rendre le codage plus dense dans le domaine temporel, l'utilisation de la polarisation pour conférer à l'impulsion de référence un caractère particulier est peut-être une solution élégante. Cependant, la dépolarisation induite par la

propagation fibrée longue distance va limiter la portée du système.

Afin d'améliorer les performances en terme de rapport signal sur bruit en réception, il serait très utile de diposer d'un outil permettant d'isoler l'impulsion résultant de l'interférence, ou le pic d'autocorrélation en terminologie CDMA. Une des techniques proposées dans ce but est de disposer un absorbant saturable rapide juste avant le détecteur. Ce sujet a fait l'objet d'un stage de DEA [96], actuellement poursuivi par une thèse. L'étude de ces dispositifs est d'autant plus justifiée que ceux-ci améliorent la qualité de transmission dans de nombreux schémas [97].

Enfin, d'un point de vue très général, il serait intéressant de mener une étude des systèmes optiques solitons cohérents. Nous avons mentionné le CDMA optique au chapitre 3, mais d'autres voies sont possibles. Par exemple, est-il envisageable de transposer le format n-QAM (*Quadrature Amplitude Modulation*, c'est-à-dire la modulation à la fois de l'amplitude et de la phase) aux communications optiques par solitons? Ceci pose bien entendu les problèmes associés à tout système de communication cohérent, en particulier celui de l'oscillateur local. Mais d'autres questions se posent, telles que la relation de phase entre impulsions successives produites par la source. Dans le cas de la commutation de gain d'un laser semiconducteur, il semble que cette relation soit aléatoire puisque chaque impulsion se construit à partir du bruit. Il sera alors très difficile d'asservir l'oscillateur local sur la phase des impulsions. En revanche, il semble que des relations de phase soient obtenues lorsque les impulsions sont produites par un oscillateur paramétrique optique [98], et qu'un blocage en phase soit même possible. L'enjeu d'un tel format de modulation est la montée en débit, puisque le n-QAM permet de coder plus d'un bit par impulsion.

Bibliographie

[1] J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Optics Letters*, vol. 11, no. 10, p. 662, 1986.

[2] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media," *Soviet Physics JETP*, vol. 34, no. 1, p. 62, 1972.

[3] R. A. Fisher and W. Bischel, "The role of linear dispersion in plane-wave self-phase modulation," *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 12, p. 661, 1973.

[4] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers," *Physical Review Letters*, vol. 45, p. 1095, 1980.

[5] Y. Kodama and A. Hasegawa, *Theoretical foundation of optical soliton concept in fibers*, vol. XXX. Wiley, 1992.

[6] S. Desbruslais, "Inverse scattering transform for soliton transmission analysis," *Optical Fiber Technology*, vol. 2, p. 319, 1996.

[7] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 1995.

[8] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationnary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. anomalous dipersion," *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 3, p. 142, 1973.

[9] L. F. Mollenauer, J. P.Gordon, and M. N. Islam, "Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, no. 1, p. 157, 1986.

[10] E. Desurvire, *Erbium doped fiber amplifiers : principles and applications*. Wiley intersciences, 1994.

[11] A. Hasegawa and Y. Kodama, "Guiding-center soliton in optical fibers," *Optics Letters*, vol. 15, no. 24, p. 1443, 1990.

[12] K. J. Blow and N. Doran, "Average soliton dynamics and the operation of soliton systems with lumped amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, no. 4, p. 369, 1991.

[13] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, and H. A. Haus, "Long-distance soliton propagation using lumped amplifiers and dispersion shifted fibers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, no. 2, p. 194, 1991.

[14] I. et M. Joindot, *Les télécommunications par fibres optiques*. Dunod, 1996.

[15] C. R. Menyuk, "Stability of solitons in birefringent optical fibres. I: Equal propagation amplitudes," *Optics Letters*, vol. 16, no. 16, p. 614, 1987.

[16] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, and H. H. Chen, "Effects of randomly varying birefringence on soliton interactions in optical fibers," *Optics Letters*, vol. 16, no. 22, p. 1735, 1991.

[17] L. Mollenauer, K. Smith, and J. Gordon, "Resistance of solitons to the effects of polarization dispersion in optical fibers," *Optics Letters*, vol. 14, no. 21, p. 1219, 1989.

[18] C. R. Menyuk, "Soliton robustness in optical fibers," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 10, no. 9, p. 1585, 1993.

[19] J. P. Gordon, "Interaction forces among solitons in optical fibers," *Optics Letters*, vol. 8, no. 11, p. 596, 1983.

[20] T. Adali, B. Wang, A. N. Pilipetskii, and C. R. Menyuk, "A filtering approach for reducing timing jitter due to the acoustic effect," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, no. 6, p. 986, 1998.

[21] H. Hatami-Hanza, A. Mostofi, and P. L. Chu, "A multilevel soliton communication system," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 1, p. 6, 1997.

[22] J. P. Gordon and H. A. Haus, "Random walk of coherently amplified solitons in optical fibers transmission," *Optics Letters*, p. 665, 1986.

[23] H. A. Haus, W. S. Wong, and F. I. Khatri, "Continuum generation by perturbation of soliton," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 14, no. 2, p. 304, 1997.

[24] A. Mecozzi, J. D. Moores, H. A. Haus, and Y. Lai, "Soliton transmission control," *Optics Letters*, vol. 16, no. 23, p. 1841, 1991.

[25] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and S. G. Evangelides, "The sliding-frequency guiding filter: an improved form of soliton jitter control," *Optics Letters*, vol. 17, no. 22, p. 1575, 1992.

[26] M. Nakazawa, H. Kubota, E. Yamada, and K. Suzuki, "Infinite-distance soliton transmission with soliton controls in time and frequency domain," *IEE Electronics Letters*, vol. 28, no. 12, p. 1099, 1992.

[27] N. J. Smith, N. J. Doran, K. J. Blow, and W. J. Firth, "Gordon-haus jitter suppression using a single phase modulator," *IEE Electronics Letters*, vol. 30, no. 12, p. 987, 1994.

[28] N. J. Smith, K. J. Blow, W. J. Firth, and K. Smith, "Soliton dynamics in the presence of phase modulators," *Optics Communications*, vol. 102, no. 3,4, p. 324, 1993.

[29] N. J. Smith, W. J. Firth, K. J. Blow, and K. Smith, "Suppression of soliton interaction by periodic phase modulation," *Optics Letters*, vol. 19, no. 1, p. 16, 1994.

[30] R. K. Tan, C. M. Verber, and A. J. Springthorpe, "Self-timed integrated-optical serial-to-parallel converter for 100 Gbit/s time demultiplexing," *Photonics Technology Letters*, vol. 6, no. 10, p. 1228, 1994.

[31] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, and J. P. Gordon, "Wavelength division multiplexing with solitons in ultra-long distance transmission using lumped amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, no. 3, p. 362, 1991.

[32] T. Georges, F. Favre, and D. L. Guen, "Theoretical and experimental study of soliton transmission in dispersion managed links," *IEICE Transactions on Electronics*, vol. E81, no. 2, p. 226, 1998.

[33] S. G. Turitsyn, V. K. Mezentsev, and E. G. Shapiro, "Dispersion-managed solitons ans optimization of the dispersion management," *Optical Fiber Technology*, vol. 4, no. 4, p. 384, 1998.

[34] S. K. Turitsyn and E. G. Shapiro, "Dispersion-managed solitons in optical amplifier transmission systems with zero average dispersion," *Optics Letters*, vol. 23, no. 9, p. 682, 1998.

[35] J. N. Kutz and J. S. G. Evangelides, "Dispersion-managed breathers with average normal dispersion," *Optics Letters*, vol. 23, no. 9, p. 685, 1998.

[36] T. Okamawari, A. Maruta, and Y. Kodama, "Analysis of gordon-haus jitter in a dipersion-compensated optical transmission system," *Optics Letters*, vol. 23, no. 9, p. 694, 1998.

[37] H. Sugahara, A. Maruta, and Y. Kodama, "Optimal allocation of amplifiers in a dispersion-managed line for a wavelength-division-multiplexed soliton transmission system," *Optics Letters*, vol. 24, no. 3, p. 145, 1999.

[38] F. Matera, M. Settembre, M. Tamburrini, F. Favre, D. L. Guen, T. Georges, M. Henry, G. Michaud, P. Franco, A. Schiffini, M. Romagnoli, R. Corsini, M. Guglielmucci, and S. Cascelli, "Impact of polarisation mode dispersion in field demonstration of 40 Gbit/s soliton transmission over 500 km," *IEE Electronics Letters*, vol. 35, no. 5, p. 407, 1999.

[39] D. Leguen, F. Favre, R. Boittin, J. Debeau, F. Devaux, M. Henry, C. Thebault, and T. Georges, "Demonstration of sliding-filter-controlled soliton transmission at 20 Gbit/s over 14 Mm," *IEE Electronics Letters*, vol. 31, no. 4, p. 301, 1995.

[40] J. Hansryd, B. Bakhshi, B. E. Olsson, P. A. Andrekson, J. Brentel, and E. Kolltveit, "80 Gbit/s single wavelength soliton transmission over 172 km installed fibre," *IEE Electronics Letters*, vol. 35, no. 4, p. 313, 1999.

[41] M. Nakazawa, K. Suzuki, H. Kubota, A. Sahara, and E. Yamada, "100 Gbit/s WDM (20 Gbit/s * 5 channels) soliton transmission over 10 000 km using in-line synchronous modulation and optical filtering," *IEE Electronics Letters*, vol. 33, no. 14, p. 1233, 1997.

[42] F. Favre, D. L. Guen, M. L. Moulinard, M. Henry, and T. Georges, "320 Gbit/s soliton WDM transmission over 1300 km with 100 km dipsersion-compensated spans of standard fibre," *IEE Electronics Letters*, vol. 33, no. 25, p. 2135, 1997.

[43] T. Matsuda, M. Murakami, and T. Imai, "340 Gbit/s (34×10 Gbit/s) WDM transmission over 8,514 km using broadband gain equalisation technique for transoceanic systems," *IEE Electronics Letters*, vol. 35, no. 13, p. 1090, 1999.

[44] K. Tanaka, T. Tsuritani, N. Edagawa, and M. Suzuki, "320 Gbit/s (32×10.7 Gbit/s) error-free transmission over 7280 km using dispersion flattened fibre link with standard SMF and slope compensating DCF," *IEE Electronics Letters*, vol. 35, no. 21, p. 1860, 1999.

[45] D. L. Guen, A. O'Hare, S. D. Burgo, D. Grot, F. Favre, and T. Georges, "Narrowband 640 Gbit/s soliton DWDM transmission over 1200 km of standard fibre with 100km-21dB amplifier spans," *IEE Electronics Letters*, vol. 34, no. 24, p. 2345, 1998.

[46] L. Chusseau, J.-M. Lourtioz, and E. Brun, "Génération d'impulsions picosecondes avec des lasers à semiconducteur pour les transmissions par soliton sur fibre optique," *Annales des télécommunications*, vol. 47, no. 9,10, p. 347, 1992.

[47] K. Y. Lau, "Short-pulse and high frequency signal generation in semiconductor lasers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 2, p. 400, 1989.

[48] P. Lazaridis, G. Debarge, and P. Gallion, "Optimum conditions for soliton launching from chirped sech pulses," *Optics Letters*, vol. 20, no. 16, p. 1680, 1995.

[49] M. Nakazawa, K. Suzuki, and Y. Kimura, "Transform-limited pulse generation in the gigahertz region from a gain-switched distributed-feedback laser diode using spectral windowing," *Optics Letters*, vol. 15, no. 12, p. 715, 1990.

[50] D. Mahgerefteh, H.-Y. Yu, P. Sinha, and G. M. Carter, "Wavelength-stabilised source of nearly transform-limited optical pulses for 10 Gbit/s RZ transmission," *IEE Electronics Letters*, vol. 35, no. 6, p. 493, 1999.

[51] A. Galvanauskas, A. Krotkus, J. A. Tellefsen, M. Oberg, and B. Broberg, "Fibre compression of chirped optical pulses from tunable dbr laser diode," *IEE Electronics Letters*, vol. 27, p. 2394, 1991.

[52] K. A. Ahmed, H. F. Liu, N. Onodera, P. Lee, R. S. Tucker, and Y. Ogawa, "Nearly transform-limited pulse (3.6 ps) generation from gain-switched 1.55 microns distributed feedback laser by using fibre compression technique," *IEE Electronics Letters*, vol. 29, no. 1, p. 54, 1993.

[53] L. Chusseau and C. Kazmierrski, "Optimum linear pulse compression of a gain-switched 1.5 microns DFB laser," *Photonics Technology Letters*, vol. 6, no. 1, p. 24, 1994.

[54] L. Chusseau, J. M. Xie, L. Duvillaret, J. M. Lourtioz, A. Accard, and J.-P. Hebert, "Bandwidth-limited 0.3 W picosecond pulses (4 ps) from a 1.53 microns microwave modulated dfb laser with fibre compression," *IEE Electronics Letters*, vol. 26, no. 14, p. 1085, 1990.

[55] H.-F. Liu, Y. Ogawa, and S. Oshiba, "Generation of an extremlely short single mode pulse (2 ps) by fiber compression of a gain-switched pulse from a 1.3 μm distributed-feedback laser diode," *Applied Physics Letters*, vol. 59, no. 11, p. 1284, 1991.

[56] P. Gunning, R. Kashyap, A. S. Siddiqi, and K. Smith, "Picosecond pulse generation of 5ps from gain-switched DFB semiconductor laser diode using linearly step-chirped fibre grating," *IEE Electronics Letters*, vol. 31, no. 13, p. 1066, 1995.

[57] D.-S. Seo and H.-F. Liu, "Wavelength-tunable nearly transform-limited pulse generation by external injection-seeding of a gain-switched fabry-perot laser," *IEE Electronics Letters*, vol. 33, no. 25, p. 2129, 1997.

[58] B. Kowalski, *Étude et réalisation d'un générateur d'impulsions courtes utilisé pour régénérer des signaux de ligne à des débits élevés.* PhD thesis, Université de Paris-Sud, 1999.

[59] J.-M. Lourtioz, L. Chusseau, E. Brun, J. P. Hamaide, D. Lesterlin, and F. Leblond, "Fourier-transform-limited pulses from gain-switched distributed-bragg-reflector lasers using simultaneous modulation of gain and phase section," *IEE Electronics Letters*, p. 1499, 1992.

[60] S. Kawai, K. Iwatsuki, K. Suzuki, S. Nishi, M. Saruwatari, K. Sato, and K. Wakita, "10 gbit/s optical soliton transmission over 7200 km by using a monolithically integrated mqw-dfb-ld/mqw-ea modulator light source," *IEE Electronics Letters*, vol. 30, no. 3, p. 251, 1994.

[61] X. Zhang, M. Karlsson, and P. Andrekson, "Design guidelines of actively mode-locked fiber ring lasers," *Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 8, p. 1103, 1998.

[62] M. J. Guy, J. R. Taylor, and K. Wakita, "10 GHz 1.9 ps actively modelocked fibre integrated ring laser at 1.3 microns," *IEE Electronics Letters*, vol. 33, no. 19, p. 1630, 1997.

[63] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Long-wavelength semiconductor lasers.* Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1989.

[64] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, no. 2, p. 259, 1982.

[65] P. Lazaridis, G. Debarge, and P. Gallion, "Time-bandwidth product of chirped sech pulses: application to phase-amplitude-coupling factor measurement," *Optics Letters*, vol. 20, no. 10, p. 1160, 1995.

[66] H. P. Weber, "Method for pulse width measurement for ultrashort light pulses generated by phase locked lasers using nonlinear optics," *Journal of Applied Physics*, vol. 38, p. 2231, 1967.

[67] D. J. Kane and R. Trebino, "Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, no. 2, p. 571, 1993.

[68] J. Debeau, B. Kowalski, and R. Boittin, "Simple method for the complete characterization of an optical pulse," *Optics Letters*, vol. 23, no. 22, 1998.

[69] D. Rouvillain, P. Brindel, O. Leclerc, B. Dany, E. Pincemin, and E. Desurvire, "Démonstration expérimentale de la régénération optique associée à la gestion de dispersion dans les systèmes de transmission transocéaniques à 40 Gbit/s," in *JNOG 99*, p. 25, 1999.

[70] C. Delisle and P. Cielo, "Application de la modulation spectrale à la transmission de l'information," *Journal canadien de physique*, vol. 53, no. 11, p. 1047, 1975.

[71] H. Porte, J. P. Goedgebuer, and A. Hamel, "Two TV channel multimode fibre link using a single multilongitudinal mode laser diode (820 nm) and path-difference multiplexing," *IEE Electronics Letters*, vol. 22, no. 22, p. 1189, 1986.

[72] J.-P. Goedgebuer, H. Porte, and A. Hamel, "Electrooptic modulation of multilongitudinal mode laser diodes: Demonstration at 850 nm with simultaneous data transmission by coherence multiplexing," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-23, no. 7, p. 1135, 1987.

[73] H. Porte, J.-P. Goedgebuer, and R. Ferrière, "An LiNbO3 integrated coherence modulator," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, p. 760, 1992.

[74] J. Hauden, H. Porte, J.-P. Goedgebuer, J. Abiven, C. Gibassier, and C. Gutierrez-Martinez, "Polarization-independent bidirectional fiber link using coherence multi/demultiplexing LiNbO3 integrated electrooptical circuits," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, p. 1630, 1996.

[75] O. Leclerc and E. Desurvire, "Effect of synchronous modulation on the soliton optical phase," *Optics Letters*, vol. 23, no. 18, p. 1453, 1998.

[76] R. A. Griffin, D. D. Sampson, and D. A. Jackson, "Optical phase coding for code-division multiple access networks," *Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 12, p. 1401, 1992.

[77] W. D. Cornwell, N. Wada, K.-I. Kitayama, and I. Andonovic, "Experimental demonstration of coherent coding of picosecond pulses," *IEE Electronics Letters*, vol. 34, no. 2, p. 204, 1998.

[78] M. E. Marhic, "Coherent optical CDMA networks," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, no. 5, p. 854, 1993.

[79] D. D. Sampson, R. A. Griffin, and D. A. Jackson, "Photonic CDMA by coherent matched filtering using time-addressed coding in optical ladder networ," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, no. 11, p. 2001, 1994.

[80] R. A. Griffin, D. D. Sampson, and D. A. Jackson, "Coherence coding for photonic code-division multiple access networks," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, no. 9, p. 1826, 1995.

[81] N. Wada, H. Sotobayashi, and K. Kitayama, "Error-free 100 km transmission at 10 Gbit/s in optical code division multiplexing system using BPSK picosecond-pulse code sequence with novel time-gating detection," *IEE Electronics Letters*, vol. 35, no. 10, p. 833, 1999.

[82] G. J. Pendock, M. J. L. Cahill, and D. D. Sampson, "Multi-Gigabit per second demonstration of photonic code-division multiplexing," *IEE Electronics Letters*, vol. 31, no. 10, p. 819, 1995.

[83] R. A. Griffin, D. D. Sampson, and D. A. Jackson, "Demonstration of data transmission using coherent correlation to reconstruct a coded pulse sequence," *Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 5, p. 513, 1992.

[84] H. Sotobayashi and K. Kitayama, "Broadcast-and-select OCDM/WDM network using 10 Gbit/s spectrum-sliced supercontinuum BPSK pulse code sequences," *IEE Electronics Letters*, vol. 35, no. 22, p. 1966, 1999.

[85] H. Haus and Y. La, "Quantum theory of soliton squeezing: a linearized approach," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 7, no. 3, p. 386, 1990.

[86] Y. S. Kivshar and B. A. Malomed, "Dynamics of solitons in nearly integrable systems," *Review of Modern Physics*, vol. 61, no. 4, p. 763, 1989.

[87] M. Hanna, H. Porte, J.-P. Goedgebuer, and W. T.Rhodes, "Soliton optical phase control using in-line filters," *Optics Letters*, vol. 24, no. 11, p. 732, 1999.

[88] H. Haus, "Quantum noise in a solitonlike repeater system," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 8, no. 5, p. 1122, 1991.

[89] T. Georges and F. Favre, "Modulation, filtering, and initial phase control of interacting soliton," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 10, no. 10, p. 1880, 1993.

[90] T. Georges, "Perturbation theory for the assessment of soliton transmission control," *Optical Fiber Technology*, vol. 1, p. 97, 1995.

[91] K. Blow, N. Doran, and S. Phoenix, "The soliton phase," *Optics Communications*, vol. 88, no. 2,3, p. 137, 1992.

[92] P. Shum, H. Ghafouri-Shiraz, and F. Yu, "Analysis of a DPSK soliton transmission system," *Optics and Laser Technology*, vol. 29, no. 7, p. 411, 1997.

[93] D. J. Malyon, T. Widdowson, E. G. Bryant, S. Carter, J. V. Wright, and W. A. Stallard, "Demonstration of optical pulse propagation over 10 000 km of fibre using recirculating loop," *IEE Electronics Letters*, vol. 27, no. 2, p. 120, 1991.

[94] L. F. Mollenauer, M. J. Neubelt, M. Haner, E. Lichtman, S. G. Evangelides, and B. M. Nyman, "Demonstration of error-free soliton transmission at 2.5 gbit/s over more than 14000 km," *IEE Electronics Letters*, vol. 27, no. 22, p. 2055, 1991.

[95] A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in crystals*. Wiley-Interscience, 1984.

[96] P.-A. Lacourt, "Absorption saturable dans les miroirs non linéaires tout fibre : application à un système de multiplexage par retard optique," Master's thesis, Université de Franche-Comté, 1999.

[97] O. Audouin, E. Pallise, E. Desurvire, and E. Maunand, "Use of fast in-line saturable absorbers in wavelength-division-multiplexed soliton systems," *Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 6, p. 828, 1998.

[98] Y. Kobayashi and K. Torizuka, "Measurement of the optical phase relation among subharmonic pulses in a femtosecond optical parametric oscillator," *Optics Letters*, vol. 25, no. 11, p. 856, 2000.