INSTITUT POLYTECHNIQUE DE PARIS

NNT : 2025IPPAT049

Thèse de doctorat

Mesures réparties par fibre optique longue distance

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris

préparée à Télécom Paris

École doctorale n°626 Ecole doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris (ED IP Paris)

Spécialité de doctorat: Optique, Laser et Plasma

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 28 novembre 2025, par

Anaïs Chiabaut

Composition du Jury :

Marc Wuilpart	
Professeur, Université de Mons	Président / Examinateur
Jean-Charles Beugnot	
Chargé de recherche, Femto-ST	Rapporteur
Sébastien Le Floch	
Professeur Associé, Haute Ecole Arc Ingénierie (HES-SO)	Rapporteur
Bernard Dussardier	
Directeur de recherche, Institut Physique de Nice	Examinateur
Renaud Gabet	
Enseignant-chercheur, Télécom Paris	Directeur de thèse
Guillaume Arpison	
Ingénieur R&D opto-acoustique, THALES DMS	Invité
Gaëtan Calbris	
Ingénieur R&D opto-électronique, FEBUS OPTICS	Invité

Table des matières

TABLE DES MATIERES 2

LISTE DES FIGURES 5

LISTE DES TABLEAUX 9

LISTE DES ABRÉVIATIONS 10

NOTATIONS RECURRENTES 12

REMERCIEMENTS 14

INTRODUCTION GENERALE 15

CHAPITRE I. CAPTEURS ACOUSTIQUES A FIBRE OPTIQUE DISTRIBUES : ENJEUX POUR LA LONGUE PORTEE 18

I.1. Principe de la mesure DAS 19
I.1.1. Conversion de la contrainte mécanique en signal optique 19
I.1.2. Pourquoi choisir l'effet Rayleigh 21
I.1.2.1. Diffusion Rayleigh 22
I.1.2.2. Diffusion Raman 23
I.1.2.3. Diffusion Brillouin 23
I.1.3. Analyse de la rétrodiffusion Rayleigh 24
I.1.3.1. Principes de fonctionnement de la Réflectométrie Optique dans le Domaine Temporel (OTDR) 24
I.1.3.2. Description et caractéristiques de l'intensité rétrodiffusée détectée 28
I.1.3.3. Phénomènes limitants : fading cohérent et fading de polarisation 33
I.1.3.4. Réflectométrie Optique dans le Domaine Fréquentiel (OFDR) 33
I.1.3.5. Technologies mixtes (non exhaustif) 36
I.1.4. Paramètres et principe de la mesure DAS 37
I.1.4.1. Principe et paramètres clés de la mesure DAS (définitions et unités) 37
I.1.4.2. Critères de performances 43

I.2. Solutions pour l'augmentation de la portée (non exhaustif) 44
I.2.1. Evolution du bloc de détection : amélioration de la détection cohérente 44
I.2.2. Amplification optique 46
I.2.2.1. Amplification en cascade : Amplification à Fibre Dopée Erbium (EDFA) 47
I.2.2.2. Amplification optique distribuée : Amplification Raman 49
I.2.3. Codage d'impulsions 51
I.2.4. Synthèse : compromis entre portée et autres paramètres de la mesure 52

I.3. Objectif de la thèse : gestion des effets non linéaires 54
I.3.1. Mise en évidence de l'effet Fermi Pasta Ulam (FPU recurrence) 54
I.3.2. Solutions de gestion de la MI 55
I.3.2.1. Filtrage du bruit 55
I.3.2.2. Instabilité Modulationnelle « stimulée » 56

I.4. Conclusion 58

CHAPITRE II. MODELE DE PROPAGATION D'IMPULSIONS APPLIQUE A UN MONTAGE Φ- OTDR 60

II.1. Modèle théorique de la propagation d'impulsions dans une fibre 61
II.1.1. Résolution de l'Equation Non Linéaire de Schrödinger (NLSE) 61
II.1.1.1. Equation et définition des termes 61
II.1.1.2. Méthode de Fourier à pas divisé 61
II.1.2. Validation du modèle : cas connus 64
II.1.2.1. Pertes linéiques 64
II.1.2.2. Dispersion chromatique 65
II.1.2.3. Auto-modulation de phase (SPM) 68
II.1.2.4. Instabilité modulationnelle (MI) 70
II.1.3. Limites du modèle 75
II.1.3.1. Synthèse des effets non linéaires 75
II.1.3.2. Caractéristiques du signal et échantillonnage 78
II.1.3.3. Conclusion partielle 81

II.2. Modélisation de la mesure ϕ-OTDR 82
II.2.1. Composants et schéma bloc d'un interrogateur ϕ-OTDR 82
II.2.2. Etat de l'art : Paramètres mis en jeu dans les modèles numériques 83
II.2.2.1. Analyser les caractéristiques de la rétrodiffusion Rayleigh (Non exhaustive) 84
II.2.2.2. Analyser le régime non linéaire dans la mesure ϕ-OTDR 87
II.2.3. Choix pour notre modèle ϕ-OTDR 89
II.2.3.1. Détection directe ou détection cohérente 89
II.2.3.2. Paramètres ajustables et exemple de résultats numériques typiques 91
II.2.4. Conclusion et perspectives : vers une mesure dynamique. 94
II.2.4.1. Interférences intra-impulsion 94
II.2.4.2. Génération de plusieurs traces ϕ-OTDR. 94
II.2.4.3. Conclusion 96

CHAPITRE III. IMPACT DES EFFETS NON LINEAIRES SUR LA MESURE DAS 98

III.1. Modification des caractéristiques de l'impulsion en régime non linéaire. 99
III.1.1. Profil initial des impulsions générées par l'interrogateur 99
III.1.2. Evolution spectrale des impulsions 101
III.1.2.1. Evolution du bruit en régime non linéaire : mise en évidence de la MI 101
III.1.2.2. Evolution du spectre autour de la porteuse : mise en évidence de la SPM 105
III.1.3. Conclusion partielle 107

III.2. Manifestation du régime non linéaire dans une mesure DAS 108
III.2.1. Mesure de puissance rétrodiffusée 108
III.2.1.1. Apparition de zones « aveugles » 108
III.2.1.2. Influence de la bande passante. 111
III.2.2. Observation du régime non linéaire via la mesure du bruit sur capteur 116
III.2.2.1. Mesures du plancher de bruit 116
III.2.2.2. Lien entre puissance détectée et plancher de bruit 118
III.2.3. Mesure de la contrainte en présence d'effets non linéaires 124
III.2.3.1. Linéarité de la mesure 125
III.2.3.2. Cohérence des capteurs virtuels en régime non linéaire. 127
III.2.3.3. Utilisation d'un DAS en régime non linéaire : discussion des cas particuliers 129
III.2.4. Conclusion partielle 130

CHAPITRE IV. ETUDE DES SOLUTIONS POUR LA GESTION DES EFFETS NON LINEAIRES 132

IV.1. Filtrage du bruit : solution de gestion de l'instabilité modulationnelle 133
IV.1.1. Evaluation numérique de l'efficacité du filtre 133
IV.1.1.1. Influence de la largeur du filtre 133
IV.1.1.2. Influence de la forme du filtre 135
IV.1.1.3. Influence de la forme de l'impulsion à durée constante 135
IV.1.2. Evolution expérimentale du spectre en présence de filtrage 136
IV.1.2.1. Suppression de la MI à 50 km par filtrage étroit du signal initial 136
IV.1.2.2. Evolution de la MI en fonction de la largeur du filtre 137
IV.1.3. Mesures de la puissance rétrodiffusée et du plancher de bruit en fonction du filtrage 139
IV.1.3.1. Présentation des mesures 139
IV.1.3.2. Cas 1 : impulsions supergaussiennes de 200 ns 140
IV.1.3.3. Cas 2 : impulsions gaussiennes de 10 ns 141
IV.1.4. Conclusion : avantages et limites du filtrage 142

IV.2. Influence de la forme de l'impulsion 143
IV.2.1. Mise en place d'un banc de génération d'impulsion 144
IV.2.2. Caractérisation de la MI et de la SPM par mesures de spectres 146
IV.2.2.1. Influence du profil temporel de l'impulsion sur la MI 146
IV.2.2.2. Influence du profil temporel de l'impulsion pour la SPM 147
IV.2.3. Synthèse 148

IV.3. Conclusion 150

CONCLUSION GENERALE 152

RÉFÉRENCES 155

Liste des figures

Figure 1 : Spectre typique de la lumière émise par diffusion spontanée, figure extraite de [7]. 22
Figure 2 : Principe de fonctionnement de la réflectométrie optique dans le domaine temporel. 24
Figure 3 : Représentation schématique de la limite en résolution spatiale ΔZ des systèmes OTDR. 27
Figure 4 : Représentation schématique des interactions Rayleigh entre les défauts de la fibre et le champ électrique se propageant dans la fibre. 28
Figure 5 : Schéma typique d'une montage OTDR classique. 29
Figure 6 : Schéma typique d'un montage ϕ-OTDR classique. 30
Figure 7 : Schéma typique d'une montage C-OTDR. 31
Figure 8 : (a) Montage d'un système OFDR (b) Représentation schématique de la fréquence de battement fbentre le signal de référence et le signal rétrodiffusé. Figure extraite de [19]. 34
Figure 9 : Etapes de traitement du DAS permettant d'obtenir la variation temporelle de la contrainte en fonction de la position dans la fibre à partir du signal rétrodiffusé. (a) Matrice des données mesurées 38
Figure 10 : (a) Evolution du signal rétrodiffusé brute et (b) Evolution de l'amplitude associée en fonction du temps et de la position pour une durée d'acquisition de $0.4\ s$ et une fibre de $8\ km$. Figures extraites de [28]. 39
Figure 11 : Evolution de la phase intégrée après démodulation en fonction du temps et de la position pour une durée d'acquisition de $0.4\ s$ et une fibre de $8\ km$. Figure extraite de [28]. 39
Figure 12 : Evolution de la phase accumulée déroulée en fonction du temps et de la position pour une durée d'acquisition de $0.4\ s$ et une fibre de $8\ km$ et un émulateur de contrainte positionné au $3^{ième}$ kilomètre. Figure extraite de [28]. 40
Figure 13 : Evolution de la phase accumulée différenciée en fonction du temps et de la position pour une durée d'acquisition de $0.4s$ et une fibre de $8\ km$. Figure extraite de [28]. 41
Figure 14 : Schéma bloc représentatif des étapes du protocole de détermination du plancher de bruit préconisé par le SEAFOM [27]. 43
Figure 15 : Représentation schématique d'un montage C-OTDR avec détection cohérente auto-hétérodyne balancée. 45
Figure 16 : Représentation schématique d'un montage C-OTDR avec détection cohérente hétérodyne balancée à diversité de polarisation. 46
Figure 17 : Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un Amplificateur à Fibre Dopée Erbium (EDFA). 47
Figure 18 : Représentation schématique d'un montage DAS constitué d'une succession d'amplificateurs bidirectionnels placés dans la ligne optique. Chaque module d'amplification bidirectionnelle est associé à un gain en transmission Gai et un gain de rétrodiffusion Gbi. Figure extraite de [33]. 49
Figure 19 : Configurations expérimentales possibles permettant de réaliser une mesure DAS assistée par amplification distribuée Raman. 50
Figure 20 : Visibilité de la trace OTDR obtenue à 910 mW et 1650 mW pour différentes formes de d'impulsion : gaussienne, triangulaire, supergaussienne et rectangulaire. Figure extraite de [46]. 55
Figure 21 : Evolution du gain de diffusion Brillouin stimulée en fonction de la puissance de pompe pour différentes configurations expérimentales et numériques. Figure extraite de [47]. 56
Figure 22 : Spectre obtenu en sortie d'une fibre de $25\ km$ pour une puissance de $400\ mW$ pour un signal modulé en phase (courbe rouge) et un signal sans modulation (courbe bleu) Figure extraite de [48]. 57
Figure 23 : Evolution du bruit de phase le long d'une fibre de $20\ km$ pour un signal sans modulation (en bleu) et pour un signal modulé (en rouge). (a) $374\ mW$ (b) $500\ mW$ (c) $745\ mW$ (d) $1240\ mW$. Figure extraite de [48]. 57
Figure 24 : Représentation schématique des transferts de puissance induits par la MI (a) avec un système à une longueur d'onde (b) avec un système de deux longueurs d'onde. Figure extraite de [49]. 58
Figure 26 : Schéma représentatif de la méthode de Fourier à pas divisé. 62
Figure 27 : Evolution de la puissance normalisée d'une impulsion gaussienne de $50\ mW$ et $100\ ns$ selon la distance de fibre. 64

Figure 28 : Elargissement d'une impulsion gaussienne de largeur à mi-hauteur $10\ ps$ *et puissance crête de* $10\ mW$. *67*
Figure 29 : Evolution d'une gaussienne de largeur à mi-hauteur $10\ ps$ *et puissance crête* $10\ mW$ *dans une fibre de 20 km.* *68*
Figure 30 : Evolution du spectre d'une impulsion de $10\ ns$ *et de puissance* $1W$ *le long d'une fibre de 10 km.* *69*
Figure 31 : Evolution du spectre d'une impulsion supergaussienne de durée $100\ ns$ *et de puissance crête* $500\ mW$ *73*
Figure 32 : Représentation schématique de l'effet de la durée d'une impulsion sur la présence du bruit. *74*
Figure 33 : Spectres d'impulsions supergaussiennes de durée $40\ ns$ *et* $100\ ns$, *de puissance crête* $500\ mW$ *à 10 km lorsqu'un bruit blanc de densité spectrale* $PDSP = -135\ dB/Hz$ *est ajouté à l'impulsion initiale.* *74*
Figure 34 : Schéma bilan des effets d'auto modulation de phase et d'instabilité modulationnelle *76*
Figure 35 : Schéma récapitulatif des effets non linéaires dans les fibres optiques extraits de [63]. *76*
Figure 36 : Exemples de formes d'impulsion configurables dans le modèle numérique. Le profil des impulsions de $100\ ns$ *est associé à sa transformée de Fourier normalisée pour les formes : (a) gaussienne (b) supergaussienne (c) triangulaire (d) parabolique.* *79*
Figure 37 : Représentation schématique du spectre d'une impulsion modifiée par des effets d'auto modulation de phase et d'instabilité modulationnelle. *80*
Figure 38 : Evolution du spectre d'une impulsion gaussienne de 40 ns et 500 mW au cours de sa propagation dans une fibre de 16 km. Le résultat de calcul est moyenné selon différentes bandes pour faciliter la visualisation des deux phénomènes : (a) sur des bandes de résolution de 1 GHz pour voir les variations large bande (b) sur des bandes de 6 MHz, pour zoomer sur les variations proche porteuse. *80*
Figure 39 : Schéma bloc représentatif de l'architecture DAS ϕ-OTDR basé sur une détection cohérente. *83*
Figure 40 : Représentation schématique de la discrétisation d'une fibre selon deux échantillonnages. *84*
Figure 41 : Résultat de simulation, extrait de [75], de la variation temporelle de la puissance optique en présence d'une succession de contraintes en une position et pour différents taux d'extinction. *86*
Figure 42 : Représentation spectrale et spatiale d'une impulsion, figure extraite de [30]. *86*
Figure 43 : Représentation schématique de l'échantillonnage d'une fibre pour modéliser le signal rétrodiffusé en prenant en compte les variations de polarisation, figure extraite de [30]. *87*
Figure 44 : Schéma bloc des étapes de calcul pour obtenir la variation relative de l'intensité rétrodiffusée I *en fonction de la positon dans la fibre* z. *90*
Figure 45 : Schéma par blocs des étapes de calcul pour implémenter une détection cohérente et une démodulation IQ. *90*
Figure 46 : Impulsion supergaussienne bruitée de 100 ns et de puissance crête 500 mW. *92*
Figure 47 : Evolution de la puissance moyenne dans une bande de $125\ MHz$ *en fonction de la distance dans le cas d'une impulsion supergaussienne bruitée de puissance crête 500 mW et de durée 100 ns.* *92*
Figure 48 : Evolution du signal détecté (a) en sortie d'une photodiode, mesurant un signal d'interférence brute (détection cohérente) (b) en sortie du schéma de démodulation (Figure 45) de bande passante $100\ MHz$. *93*
Figure 49 : Comparaison des résultats numériques de l'évolution d'une impulsion de $100\ ns$ *et* $500\ mW$ *de puissance crête avec et sans rétrodiffusion.* *94*
Figure 50 : Evolution de la puissance normalisée en fonction de la distance pour plusieurs impulsions bruitées de même puissance crête (500 mW) et de même durée (100 ns). *95*
Figure 51 : Evolution des variations relatives d'amplitude (a) (b) et de phase (c) (d) entre les traces obtenues avec 20 impulsions de même niveau de bruit et de durée $100\ ns$ *pour une puissance crête de* $500\ mW$ *(a)(c) et* $100\ mW$ *(b)(d).* *96*
Figure 52 : Schéma synthétique de l'organisation des mesures de caractérisation des effets non linéaires à partir d'un interrogateur DAS commercial. *98*
Figure 53 : Profil temporel moyenné d'une impulsion pour une consigne de résolution de $5\ m$ *(soit* $50\ ns$ *de largeur à mi-hauteur).* *100*
Figure 54 : Profils des impulsions pour une même consigne de puissance crête et différentes largeurs d'impulsion. *100*
Figure 55 : Profil normalisé d'une impulsion mesurée à l'oscilloscope, de consigne de $10\ ns$ *(courbe en bleu) à laquelle est ajustée la courbe d'une gaussienne (courbe rouge) de largeur à mi-hauteur de* $10\ ns$. *100*

Figure 56 : Schéma de montage de la caractérisation du spectre des impulsions à différentes longueurs de fibre. OSA : Analyseur de Spectre Optique. *101*
Figure 57 : Spectres d'impulsions de $900\ ns$ *en sortie d'interrogateur à différentes puissances de consigne (après l'amplification par l'EDFA).* *102*
Figure 58 : Spectres obtenus à partir d'impulsion de $10\ ns$ *(a) et* $100\ ns$ *(b) pour une puissance crête estimée de* $500\ mW$ *(*$27\ dBm$*).* *102*
Figure 59 : Spectres d'une impulsion supergaussienne, de $100\ ns$ *et plusieurs puissances crêtes, mesurés après une longueur de fibre de* $10\ km$ *à l'analyseur de spectres optique pour une résolution de* $30\ pm$*.* *103*
Figure 60 : Evolution du rapport signal à bruit intégré dans une résolution de $0.2\ nm$ *autour de 1549.8 nm et de la puissance crête à 1550.1 nm en fonction de la puissance mesurée en sortie de filtrage.* *104*
Figure 61 : Schéma du montage de détection auto-hétérodyne dont l'objectif est de visualiser la variation de fréquence induite par SPM. *106*
Figure 62 : Elargissement spectral autour de la porteuse $fAOM$ *induit par SPM pour différentes puissances (a) pour une impulsion gaussienne de* $10\ ns$ *(b) pour une impulsion supergaussienne de* $100\ ns$*.* *106*
Figure 63 : Evolution relative de l'amplitude de signal rétrodiffusé en fonction de la distance. *109*
Figure 64 : Evolutions expérimentales du signal rétrodiffusé pour différents cas de puissances et largeurs d'impulsion supergaussienne. *110*
Figure 65 : Schéma explicatif du lien entre bande passante de détection et puissance rétrodiffusée dans le cas réel expérimental et dans notre modèle numérique. *111*
Figure 66 : Evolution de la puissance de signal rétrodiffusé en fonction de la distance pour différentes bandes passantes $\Delta Ffiltrenum$ *dans le cas d'une impulsion supergaussienne de* $100\ ns$ *et de puissance crête* $29\ dBm$ *112*
Figure 67 : Evolution de la puissance rétrodiffusée en fonction de la distance et de la fréquence d'échantillonnage $fech$ *pour une impulsion de (a)* $100\ ns$ *(b)* $20\ ns$ *à* $29\ dBm$*.* *113*
Figure 68 : Evolution de la puissance de signal rétrodiffusé en fonction de la distance pour différentes bandes passantes $\Delta Ffiltrenum$ *dans le cas d'une impulsion supergaussienne de* $20\ ns$ *et de puissance crête* $29\ dBm$*.* *114*
Figure 69 : Elargissement spectral induit par SPM au fil de la propagation d'une impulsion supergaussienne de $20\ ns$ *et de* $29\ dBm$*.* *114*
Figure 70 : Evolution de la puissance rétrodiffusée en fonction de la distance et de la fréquence d'échantillonnage $fech$ *pour une impulsion de* $20\ ns$ *et 29 dBm.* *115*
Figure 71 : Schéma bilan de l'influence du filtrage et de l'échantillonnage sur le calcul de la puissance à partir des spectres du signal en régime linéaire et non linéaire. *115*
Figure 72 : Evolution du bruit sur la phase, pour trois longueurs d'impulsion (a) 2 m (b) 5 m (c) 10 m pour différentes puissances crête. Les résultats bruts sont associés à des mesures moyennés spatialement. *117*
Figure 73 : Synthèse de l'évolution du bruit médian dans une bande de [1-100] Hz et de l'amplitude rétrodiffusée correspondante pour une impulsion de $100\ ns$ *en régime linéaire et non linéaire.* *118*
Figure 74 : Evolution numérique de la phase résultante dans une impulsion de $100\ ns$ *et* $29\ dBm$ *de puissance crête en fonction de la distance pour 250 résultats de calcul.* *120*
Figure 75 : Analyse de la phase différenciée normalisée le long de la fibre selon la bande fréquentielle considérée pour 200 traces générées pour une impulsion de $100\ ns$ *et* $29\ dBm$ *bruitée (résultat numérique).* *121*
Figure 76 : Evolution du bruit médian dans une bande de $200\ Hz$ *pour une impulsion de* $20\ ns$ *et* $29\ dBm$ *(résultat expérimental).* *121*
Figure 77 : Evolution du niveau de bruit médian dans une bande de $100\ Hz$ *en fonction de l'amplitude de signal rétrodiffusé.* *122*
Figure 78 : Analyse de la relation entre amplitude du signal rétrodiffusé et puissance de bruit médiane dans une bande de $100\ Hz$ *pour différentes portions de fibre. (1) Saturation des capteurs (2) Augmentation du bruit en régime linéaire de MI (3) (4) (5) Variations du bruit en régime non linéaire de MI (7) Evolution du signal rétrodiffusé en fonction de la portion de fibre considérée.* *123*
Figure 79 : Evolution numérique de la relation entre la puissance médiane du bruit de phase dans une bande de $100\ Hz$ *et la puissance du signal rétrodiffusée pour une impulsion de* $100\ ns$ *et* $29\ dBm$ *bruité, pour 200 résultats de calcul.* *124*

Figure 80 : Schéma représentatif de la mesure d'une contrainte avec un interrogateur commercial. La mesure est réalisée grâce à un modulateur de phase, un générateur de formes arbitraires et deux fibres SMF de $10.3\ km$ *et* $6\ km$. *125*
Figure 81 : A gauche, mesures de la distribution spectrale de puissance médiane dans une bande de $2\ Hz$ *centrée à la fréquence d'excitation des modulateurs (*$113\ Hz$*) avec zoom sur la contrainte associé (à droite). Les résultats pour différentes longueurs de jauge et puissances sont obtenus pour une impulsion de* $5\ m$. *126*
Figure 82 : Schéma représentatif de la mesure de la cohérence entre deux contraintes avec un interrogateur commercial. La mesure est réalisée grâce à deux modulateurs de phase, deux générateurs de formes arbitraires et trois fibres SMF de $1\ km$, $20\ km$ *et* $500\ m$. *127*
Figure 83 : Mesures des traces temporelles de la variation de la phase aux positions d'excitation pour une impulsion de 5 m et plusieurs puissances, associées à un histogramme de répartitions des valeurs calculées du déphasage. 128
Figure 84 : Evolution numérique de la puissance moyenne détectée en fonction de la distance pour différentes puissances crêtes dans le cas d'une impulsion supergaussienne bruitée de $100\ ns$. *En pointillés noirs, le cas linéaire idéal à haute puissance est ajouté pour référence. 129*
Figure 85 : (a) Evolution numérique de la puissance en fonction de la distance et (b) spectres de l'impulsion à $50\ km$ *pour différentes largeurs du filtre* $\Delta FBruit$ *appliqué sur une impulsion supergaussienne de* $50\ ns$ *bruitée et de* $29\ dBm$. *134*
Figure 86 : Evolution du spectre d'une impulsion initialement bruitée de $100\ ns$ *et* $29\ dBm$, *filtrée sur une bande* $\Delta FBruit = 10\ GHz$ *(a) via un filtrage numérique gaussien (b) via un filtrage numérique idéal carré. En incrustation, la forme des filtres étudiés pour chaque cas, dans le domaine spectral 135*
Figure 87 : Evolution d'une impulsion initialement bruitée de $50\ ns$ *et* $29\ dBm$ *avec et sans filtrage pour deux profils différents, gaussien et supergaussien (visibles en incrustation). La largeur du filtre est fixée à* $\Delta FBruit$=$5\ GHz$. *136*
Figure 88 : Comparaison des spectres après $50\ km$ *de fibre avec et sans filtrage pour des impulsions de* $200\ ns$ *et de puissance crête (a)* $27\ dBm$ *(b)* $29\ dBm$ *et un filtre ultra-étroit 137*
Figure 89 : Spectre d'une impulsion supergaussienne de $100\ ns$ *et de puissance crête* $28\ dBm$, *mesuré après* $10\ km$ *de fibre sur un analyseur de spectre optique, en fonction de la bande passante du filtrage du bruit. 138*
Figure 90 : Schéma représentatif de la mesure DAS avec un interrogateur commercial avec utilisation du filtrage ultra étroit et deux circulateurs. 139
Figure 91 : Comparaison des résultats pour des configurations avec et sans filtre pour une impulsion supergaussienne de $200\ ns$. *(a) Evolution de la puissance du signal rétrodiffusé moyennée temporellement en fonction de la position (b) Evolution du plancher de bruit, défini comme la médiane de la puissance de la phase dans une bande de* $100\ Hz$, *en fonction de la distance. 140*
Figure 92 : Comparaison des résultats pour des configurations avec et sans filtre pour une impulsion gaussienne de $10\ ns$. *141*
Figure 93 : Schéma du montage permettant de générer des impulsions avec contrôle du profil en intensité. 144
Figure 94 : Profils normalisés d'impulsions de $400\ ns$ *pour différentes formes. 145*
Figure 95 : Comparaison des profils normalisés des signaux de consigne (courbes roses) et des impulsions optiques mesurées (courbes noires) pour une durée d'impulsion de $400\ ns$. *145*
Figure 96 : Spectres expérimentaux normalisés du signal impulsionnel pour différents profils d'intensité en sortie d'une fibre de $10\ km$. *146*
Figure 97 : Comparaison des spectres expérimentaux du battement entre oscillateur local et signal impulsionnel de $50\ ns$ *en sortie d'une fibre de* $10\ km$ *pour trois profils d'intensité de puissance crête 147*
Figure 98 : Variation de fréquence induite par auto-modulation de phase après propagation dans une fibre de $10\ km$, *pour des impulsions de différentes formes, une puissance crête de* $29\ dBm$ *et une largeur de* $50\ ns$. *148*
Figure 99 : Evolution de la puissance en fonction de la distance pour une impulsion bruitée de $200\ ns$, $29\ dBm$ *de puissance crête et différents profils en intensité. 149*
Figure 100 : Evolution de la puissance en fonction de la distance pour une impulsion filtrée de $50\ ns$, $29\ dBm$ *de puissance crête et différents profils en intensité. 150*

Liste des tableaux

Tableau 1 : Tableau comparatif des différents effets non linéaires et de leur puissance seuil d'apparition ___ *77*
Tableau 2 : Tableau récapitulatif des constantes et paramètres ajustables pour le modèle de propagation. __ *91*

Liste des abréviations

DOFS – Distributed Optical Fiber Sensing

DAS – Distributed Acoustic Sensing

DTS – Distributed Temperature Sensing

DSS – Distributed Strain Sensing

OTDR – Optical Time Domain Reflectometer

OFDR – Optical Frequency Domain Reflectometer

φ-OTDR – Phase sensitive Optical Time Domain Reflectometer

C-OTDR – Coherent Optical Time Domain Reflectometer

CP-φ-OTDR – Chirped Pulse Phase sensitive Optical Time Domain Reflectometer

TGD-OFDR – Time Gated Optical Frequency Domain Reflectometer

NLSE – Non Linear Schrödinger Equation

SMF – Single Mode Fiber

SNR – Signal to Noise Ratio

OSNR – Optical Signal to Noise Ratio

RBS – Rayleigh Backscattering Signal

PRF – Pulse Rate Frequency

GL – Gauge Length

ASE – Amplified Spontaneous Emission

EDFA – Erbium Doped Fiber Amplifier

MI – Modulation Instability

FPU – Fermi Pasta Ulam

SPM – Self Phase Modulation

SBS – Stimulated Brillouin Scattering

SRS – Stimulated Raman Scattering

XPM – Cross Phase Modulation

FWM – Four Wave Mixing

OSA – Optical Spectrum Analyzer

ESA – Electrical Spectrum Analyzer

IM – Intensity Modulation

AOM – Acousto-Optic Modulation

EOM – Electro-Optic Modulation

PBS – Polarization Beam Splitter

SSFM – Split Step Fourier Method

FFT – Fast Fourier Transform

LO – Local Oscillator

Notations récurrentes

Seules les notations récurrentes, particulièrement utiles à la compréhension sont rassemblées ici.

n– Indice de réfraction effectif du mode dans la fibre

c – Célérité de la lumière dans le vide

v_g – Vitesse de groupe

f – Fréquence du signal

λ – Longueur d'onde du signal

k – Vecteur d'onde du signal

ω – Pulsation du signal

E – Champ électrique complexe

E_r– Champ électrique complexe rétrodiffusé

ϕ – Phase du signal

ϕ_r – Phase du signal rétrodiffusé

A_r – Amplitude du signal rétrodiffusé

I_d – Intensité rétrodiffusée détectée

ξ – Facteur de conversion élasto-optique

z – Position dans la fibre

τ – Retard lié au temps de vol

ΔZ – Résolution spatiale

Δz_d – Ecart spatial moyen entre deux défauts

T_k – Base de temps mesure DAS (instant associé à l'impulsion k)

P_c – Puissance crête de l'impulsion

T_p – Largeur à mi-hauteur de l'impulsion

t_0 – Largeur d'une gaussienne (à $1/e$)

α – Atténuation de la fibre

γ – Coefficient de non linéarité Kerr

β_n – Paramètre de dispersion d'ordre n

$A(z,t)$ – Enveloppe complexe du champ

$P(z,t)$ – Puissance moyenne du signal

φ_{NL} – Phase non linéaire

Ω_{opt} – Décalage optimal par rapport à la pulsation centrale pour un gain maximal d'Instabilité Modulationnelle

$A_0(t)$ – Enveloppe complexe du champ initial

$A_0^c(t)$ – Enveloppe complexe du champ initial avec pré-compensation

ΔF_{filtre}^{num} – Largeur du filtre (modèle numérique) définissant la bande passante de détection

ΔF_{filtre}^{expe} – Largeur du filtre utilisée dans les mesures expérimentales ($100\ MHz$)

f_{ech} – Fréquence d'échantillonnage du signal rétrodiffusé

ΔF_{Bruit} – Largeur du filtre numérique modélisant la largeur du bruit optique

f_{mod} – Fréquence du signal modulant la phase

Remerciements

Pour commencer ce manuscrit, il y a évidemment du monde à remercier, autant qu'un réalisateur dans son discours d'acceptation d'un prix à Cannes.

Tout d'abord, à l'initiative de ce projet, je tiens à remercier Thales DMS, Telecom Paris, Febus Optics, Thales TRT et l'AID. Au cours de ces trois années, j'ai eu la chance d'interagir avec des personnes de différentes entités, toujours pertinentes et bienveillantes, qui m'ont permis d'avancer et de progresser.

Je remercie mes responsables de Thales DMS, Arnaud et Thomas (et aussi Thomas) pour m'avoir non seulement supervisée, mais aussi donné la chance de m'exprimer à plusieurs reprises pour présenter mes travaux. Merci également à Daniel pour ses retours sur mon travail et ses conseils. Je tiens également à remercier Gaëtan et Vincent qui ont pris de leur temps pour me former à chacun de mes passages à Pau et suivre l'avancée de ma thèse, toujours avec des remarques constructives. Merci également à Dominique et Sylvie d'avoir suivi mon travail. Enfin, je remercie évidemment chaque membre du jury pour le temps qu'ils ont consacré à mes travaux et pour la qualité de leur retour.

Il me faut maintenant remercier les acteurs principaux. D'abord, Renaud, merci d'avoir été aussi présent et investi. Tu as pu me former et m'aiguiller dans mon travail. Toujours disponible, je n'ai jamais vu la distance entre Sophia et Palaiseau comme un obstacle à ma progression. Pour une grande stressée comme moi, ta bonne humeur et tes conseils ont souvent été indispensables. Je ne pourrais remercier assez le *Main Character*, Guillaume : peut-on rêver mieux comme encadrant officiel qu'un protagoniste ? Aussi fort en explications techniques, en Matlab, en DAS qu'en débats et critiques de films, merci d'avoir contribué à cette thèse autant qu'à l'animation de mes journées. J'espère avoir été un bon premier padawan et que d'autres doctorants croiseront ton chemin. Guillaume est suffisant (je dirais même Kenough) pour finir une thèse (ou faire un mail que vous ne voulez pas envoyer).

Passage maintenant à l'équipe technique du tournage, merci à tous les membres de l'aquarium avec qui j'ai partagé ces 3 ans, ingénieurs, stagiaires et alternants. Mention spéciale à Nicolas, toujours prêt à aider et à relativiser, Julien, sponsor officiel et philosophe, Léo le conducteur de choc et Dounia, on ne peut pas faire mieux comme première stagiaire (et partenaire de pique-nique et de tableaux faux).

Dans la suite logique, comment parler de mon quotidien à Thales sans remercier la star montante, Elena, refuge de mes plaintes et icône du rallye et qui fait le parfait lien avec toute l'équipe en coulisse, assurant la santé mentale du réalisateur. Oreo, Evan, Lucie, Maylis, merci, car chaque escapade avec vous a rechargé ma jauge de vie. Merci à Emma, mon support émotionnel quotidien et bien sûr Alicia, on en aura bavé mais une aventure de plus se termine, après la prépa, que s'infligera-t-on d'autre maintenant ? Peut-être cette fois ce sera juste de revoir Billy et Mark en FOS. Merci à ma costumière, en première ligne de mes crises existentielles, ma Propre sœur, pour le soutien, les soirées films, les voyages et la bonne nourriture. Enfin, je remercie mes parents et mon grand-père pour le soutien tout au long de ces (trop) longues études.

Introduction générale

Contexte général

Les technologies de capteurs à fibre optique distribués (DOFS – Distributed Optical Fiber Sensing) ont connu un développement fulgurant ces dernières années. L'intérêt vif pour ces interrogateurs s'explique notamment par les nombreux avantages liés à l'utilisation d'une fibre optique. Grâce à sa finesse, sa résistance (mécanique et thermique) et son immunité aux perturbations électromagnétiques, le capteur à fibre peut être facilement déployé sur plusieurs dizaines de kilomètres dans des milieux contraignants, voire être directement raccordé aux nombreux câbles déjà mis en place (réseaux Telecom, voies ferrées etc.). Les systèmes DOFS permettent ainsi la transmission à la vitesse de la lumière des informations liées aux variations de température et de contrainte. Grâce aux récentes avancées techniques, ces interrogateurs sont devenus des outils extrêmement pratiques et aboutis qui sont utilisés dans des domaines industriels variés. Dans ce contexte, la technologie DAS (Distributed Acoustic Sensing) se concentre sur la mesure distribuée de contrainte et de perturbations acoustiques pour des applications de surveillance de périmètres et de câbles pour le transport d'énergie (pipelines, câbles électriques de haute tension), de contrôle de l'intégrité et du vieillissement d'infrastructure dans le génie civil, mais aussi de détection d'activités sismiques.

Aujourd'hui, les travaux autour des interrogateurs DAS continuent de se multiplier et s'articulent autour de deux grandes thématiques : explorer de nouveaux domaines applicatifs ou optimiser les performances de la technologie en termes de sensibilité, de résolution spatiale et de portée. Ainsi, les montages et les traitements intégrés de la donnée se diversifient et se complexifient dans le but de gérer la surveillance d'infrastructures encore plus complexes. L'augmentation de la portée des interrogateurs DAS suscite particulièrement l'intérêt scientifique, avec l'émergence des problématiques de surveillance en temps réel des câbles de télécommunications sous-marins et de zones portuaires. Ces applications constituent des enjeux à la fois stratégiques, économiques et géopolitiques.

Contexte et objectifs de la thèse

Cette thèse s'inscrit comme un partenariat entre différents acteurs français participant au développement des capteurs à fibre optique. Elle est initiée par Thales Defense Mission Systems (TDMS) dont l'activité se concentre sur les applications de détection acoustique sous-marine et qui participe à l'étude et à l'élaboration de différents capteurs acoustiques basés sur des technologies optiques. La thèse naît alors d'un partenariat avec Telecom Paris qui a permis l'élaboration des travaux de recherche. Le laboratoire de télécommunications optiques de Telecom Paris a déjà participé à plusieurs travaux sur des méthodes de caractérisation et d'interrogation des fibres optiques en lien direct avec les technologies DOFS visées. Enfin, cette étude a été menée en collaboration avec Febus Optics, acteur industriel incontournable du marché de la mesure répartie par fibre optique, qui a conçu et commercialisé plusieurs interrogateurs, dont un interrogateur DAS.

La thèse ainsi élaborée a pour principale ambition de se focaliser sur l'étude des capteurs acoustiques à fibre optique distribués, et particulièrement de comprendre leur limitation en portée. Cette limite dépend directement des phénomènes d'interaction lumière-matière mis en jeu lors de la propagation d'un signal dans une fibre : l'atténuation de la fibre, la dispersion chromatique du signal et la réponse non linéaire du milieu aux hautes puissances optiques. La puissance qui peut être injectée dans la fibre est alors limitée par ce dernier phénomène regroupant plusieurs effets dits « non linéaires ». Plutôt que de complexifier le principe de fonctionnement d'un interrogateur DAS, le choix qui a été fait pour cette thèse est de se focaliser particulièrement sur la limitation en puissance, imposée par la présence de ces effets non linéaires qui nuisent à la mesure. En plus de cette stratégie, on souhaite ajouter comme critère

d'optimisation de ne pas modifier la ligne optique, afin de garantir que les solutions étudiées pourront être adaptées à un maximum d'applications industrielles. Les objectifs de cette thèse sont donc multiples :

- **Comprendre la limite en portée d'un interrogateur DAS** : Différentes méthodes et montages permettent de réaliser une mesure DAS. Chacune de ces options introduit différents compromis sur les paramètres de rapport signal à bruit, résolution spatiale, bande passante et portée. Après identification de la technologie à plébisciter pour la mesure distribuée de contrainte à longue distance, l'objectif premier de cette thèse va être d'identifier clairement les limites intrinsèques de la mesure. Dans la continuité de cette analyse, les différentes solutions typiques mises en place pour contourner ces restrictions de portée sont également discutées. Les optimisations proposées passent, le plus souvent, par la complexification du montage et l'ajout de nouvelles contraintes sur les autres paramètres de la mesure.

- **Modéliser et caractériser les effets non linéaires** : La description générique des effets non linéaires, lorsque des signaux optiques de forte puissance se propagent dans une fibre, a déjà été rapportée dans l'état de l'art. Le second objectif de cette thèse est d'appliquer particulièrement leur étude et leur caractérisation aux configurations de signaux utilisées dans une mesure DAS. Le but étant de comprendre les paramètres qui favorisent leur émergence. Pour ce faire, il est d'usage de modéliser la propagation du signal dans la fibre afin de prédire numériquement les transformations induites par les effets non linéaires et identifier les paramètres critiques. Les modèles numériques reposent alors sur la résolution de l'Equation Non Linéaire de Schrödinger (NLSE) qui décrit la propagation de signaux dans des guides d'ondes. Les effets non linéaires limitants, auxquels on s'intéresse particulièrement dans cette thèse, sont l'Instabilité Modulationnelle (MI) et l'Auto-Modulation de Phase (SPM). Les tendances numériques peuvent ensuite être validées par des mesures expérimentales de caractérisation qui confirment la modification des propriétés du signal à haute puissance, au fil de sa propagation dans la fibre.

- **Imaginer et évaluer des solutions de gestion des effets non linéaires** : Une fois les paramètres critiques clairement identifiés, le dernier objectif de cette thèse est d'imaginer certaines solutions de gestion des effets non linéaires et de les tester, d'abord numériquement puis expérimentalement, avant de les appliquer à une mesure DAS. La pertinence de chaque solution est évaluée par des protocoles de caractérisation préalablement élaborés et des mesures de performances du capteur.

Structure du manuscrit

Chapitre 1 : Ce premier chapitre introduit les principes de fonctionnement de la mesure distribuée de perturbations acoustiques, depuis la conversion de la contrainte mécanique en modulation de phase du signal optique jusqu'au traitement de cette phase en DAS. Il présente donc les paramètres primordiaux intervenant dans la détection qui seront utilisés pendant l'ensemble de l'étude. En accord avec la thématique de la thèse, les différents montages et techniques d'analyse du signal optique sont comparés en termes d'efficacité pour la mesure à longue distance. On conclura le chapitre sur l'utilisation pour nos travaux d'un interrogateur DAS basé sur une technologie φ-OTDR (Réflectométrie Optique dans le Domaine Temporel sensible à la Phase) exploitant le phénomène de rétrodiffusion Rayleigh. Les pistes de gestion des effets non linéaires que l'on retrouve dans l'état de l'art et qui motivent notre étude seront également détaillées.

Chapitre 2 : Le second chapitre se focalise sur la compréhension théorique et la modélisation numérique de la propagation d'une impulsion dans une fibre. Le modèle implémenté pendant la thèse permettant la résolution de la NLSE y est décrit. On s'intéresse particulièrement dans ce chapitre à identifier les phénomènes non linéaires limitants et à comprendre leurs caractéristiques en utilisant le modèle

numérique pour des configurations d'impulsions utilisées en DAS. Ainsi, on montrera que pour les formes et les durées d'impulsions typiques des interrogateurs DAS, le signal est particulièrement sensible à deux phénomènes non linéaires à haute puissance. Nous verrons que le premier phénomène, la MI, considérée prépondérante dans la majorité des études sur le régime non linéaire pour les applications DAS, entraîne une atténuation de la puissance du signal et une augmentation du bruit contenu dans l'impulsion après propagation dans plusieurs kilomètres de fibre. Le bruit initialement présent dans l'impulsion, généré par amplification optique, est donc un paramètre particulièrement critique pour cet effet. Le second, la SPM, entraîne une variation de fréquence proportionnelle aux variations de puissance optique introduites par la forme de l'impulsion. L'importance pour la mesure DAS d'autres phénomènes d'interaction lumière-matière, linéaires et non linéaires, sera également discutée dans le chapitre. D'autres modèles numériques existants dans l'état de l'art seront aussi présentés pour envisager des pistes d'amélioration du modèle implémenté. L'objectif final étant de décrire le plus fidèlement possible la mesure expérimentale et donc, favoriser la comparaison entre résultats numériques et résultats expérimentaux.

Chapitre 3 : Ce chapitre propose différents protocoles permettant l'identification et la caractérisation expérimentale des effets non linéaires à partir d'un interrogateur DAS commercial. Il rassemble des mesures ayant pour but la visualisation et la compréhension des phénomènes non linéaires mis en jeu. D'abord, ces mesures se focalisent sur la caractérisation du signal en transmission. Les résultats présentés rendent compte de l'évolution du signal transmis dans le domaine spectral. En utilisant un Analyseur de Spectre Optique (OSA), nous montrerons que l'augmentation du bruit large bande, induite par la présence de MI, peut être constatée. En utilisant un Analyseur de Spectre Electrique (ESA) associé à une détection auto-hétérodyne, les spectres obtenus permettent d'observer les variations de fréquence proches de la porteuse générées par la SPM. Dans un second temps, l'influence des effets non linéaires est directement quantifiée via l'analyse des données mesurées et traitées par le DAS. Nous verrons que la MI se manifeste alors, dans une mesure de puissance rétrodiffusée ou de plancher de bruit, par l'apparition d'arches caractéristiques de la présence d'échanges réversibles de puissance entre le bruit et le signal. En revanche, nous verrons que pour déceler la présence de SPM, l'influence de la bande passante de détection doit être prise en compte. Finalement, nous conclurons que les principales conséquences de l'augmentation de la puissance crête et du passage dans le régime non linéaire sont une augmentation importante de l'atténuation ainsi qu'une détérioration du rapport signal à bruit optique (OSNR), qui se traduisent tout deux par une augmentation du plancher de bruit.

Chapitre 4 : Grâce au modèle numérique et aux protocoles expérimentaux développés dans les chapitres précédents, le dernier chapitre cherche à finalement évaluer certaines solutions de gestion des effets non linéaires pour l'allongement de la portée de la mesure DAS. Ces propositions passent par le filtrage du bruit et la modulation en intensité et en phase du signal. Les premiers résultats qui seront présentés permettront de quantifier l'efficacité du filtrage étroit du bruit spécifiquement pour une mesure DAS. Nous verrons également les conditions nécessaires pour que le filtrage du bruit optique garantisse une augmentation de la portée. Ainsi, nous montrerons que pour une impulsion longue de $200\ ns$, sensible uniquement aux effets de la MI, le filtrage extrêmement sélectif du bruit optique permet d'augmenter la portée d'au moins $10\ km$ à une distance de $50\ km$. Ensuite, grâce à l'élaboration d'un banc de génération permettant d'avoir un contrôle total sur la forme de l'impulsion injectée dans la fibre, nous constaterons que le choix du profil en intensité influence l'évolution du signal en présence de MI et de SPM. Ainsi, nous identifierons la forme triangulaire comme le profil d'impulsion minimisant la MI et la forme supergaussienne comme le profil limitant la variation de la fréquence instantanée induite par SPM.

Chapitre I. Capteurs acoustiques à fibre optique distribués : enjeux pour la longue portée

Ce chapitre a pour objectif premier de rendre compte des grands principes de **fonctionnement du capteur** étudié dans cette thèse : le **capteur acoustique à fibre optique distribué (ou réparti)**. Cette technologie appelée DAS (Distributed Acoustic Sensing) permet la détection de contraintes et de perturbations le long d'une fibre optique très sensible aux vibrations, sondée par un signal laser. Le capteur qui en résulte possède des propriétés particulières, notamment par son caractère distribué qui permet une flexibilité au niveau du choix de la résolution spatiale et de la longueur de fibre à traiter selon les applications, comparé à des capteurs dits ponctuels ou quasi-distribués où ces paramètres sont fixés. Dans cette thèse, on cherche particulièrement à adresser le second point, la longueur de fibre sondable, qui définit la **limitation en portée** de ces interrogateurs.

Pour commencer, nous allons détailler les différentes équations décrivant les phénomènes physiques qui rendent possible la **mesure de contrainte par l'analyse du signal optique**. Parmi les différents capteurs à fibre optique existants, nous avons fait le choix de focaliser notre travail sur le DAS et donc, sur l'analyse de la **rétrodiffusion Rayleigh**. Ce phénomène fait partie d'un ensemble de mécanismes de diffusion (Rayleigh, Brillouin et Raman) qui constitue la base de fonctionnement de différents capteurs optiques distribués s'intéressant aux variations de **contrainte, pression** et/ou **température** le long d'une ligne optique. Il existe différentes méthodes pour analyser le signal rétrodiffusé dans le domaine temporel ou fréquentiel et elles permettent toutes d'exploiter cette diffusion Rayleigh pour détecter la contrainte. Cependant, nous verrons que chaque méthode implique des limites différentes sur le capteur et les applications visées.

Pour approfondir cet aspect, les paramètres de la mesure DAS seront aussi exposés en détails ainsi que les différents critères de performance en termes de **résolution spatiale, portée, sensibilité et bande passante utile** du capteur. L'objectif est ainsi de justifier le choix qui a été fait de travailler avec un interrogateur commercial basé sur la **technologie φ-OTDR** (Réflectométrie Optique dans le Domaine Temporel sensible à la phase) **à détection cohérente** pour aborder le sujet de la longue distance. Dans la continuité de cette comparaison des performances d'interrogateurs DAS en termes de portée, les principales innovations de la littérature s'intéressant aux méthodes de détection, à l'amplification optique et au codage d'impulsions seront également discutées dans ce chapitre.

Finalement, nous verrons que l'atténuation de la fibre optique et la présence d'**effets non linéaires** constituent les principales limites à l'augmentation de la portée, qui sont donc intrinsèques à tous types de capteurs à fibres optiques. Spécifiquement dans les applications DAS, on s'intéresse à deux effets non linéaires prépondérants : l'**Instabilité Modulationnelle (MI)** et l'**Auto-modulation de Phase (SPM)**. A partir d'une certaine puissance optique seuil, ces deux phénomènes vont engendrer une augmentation de l'atténuation du signal rétrodiffusé détecté et une augmentation du bruit de phase. Nous verrons que cette limite en puissance sur le signal injecté entraîne également un **compromis entre résolution spatiale et performances à longue distance**.

Ainsi, peu importe la complexité de l'interrogateur en termes de génération ou de traitement de la donnée, ses performances à longue distance sont limitées par la présence de ces effets dont l'étude et la gestion sont les deux principaux objectifs de cette thèse.

I.1. Principe de la mesure DAS

Dans cette première partie, on souhaite explorer les différents mécanismes permettant la mesure distribuée de la contrainte, reposant sur l'utilisation d'une fibre optique comme capteur. Pour ce faire, nous commencerons par rendre compte de la modulation de la phase optique induite par la présence d'une contrainte. C'est cette variation de la phase qui est à la base des capteurs acoustiques à technologie optique. Nous nous pencherons ensuite sur le phénomène de diffusion Rayleigh exploité dans un interrogateur DAS qui permet la mesure distribuée des variations de contraintes subies par la fibre. Les différentes technologies de réflectométrie et montages existants qui permettent d'analyser la diffusion Rayleigh sont également discutés. Enfin, nous détaillerons les étapes typiques du traitement du signal intégré dans un interrogateur.

L'objectif de cette première partie est donc de résumer les notions intervenant dans le fonctionnement d'un interrogateur DAS et l'évaluation de ces performances qui sont primordiales pour la compréhension de la suite du travail.

I.1.1. Conversion de la contrainte mécanique en signal optique

Le fonctionnement de tous types de capteurs acoustiques repose sur la sensibilité d'un matériau à la contrainte, autrement dit, à **la modification des propriétés de l'élément sensible en présence d'une vibration ou d'une perturbation acoustique**. L'analyse théorique qui est proposée ici peut être retrouvée dans de nombreux travaux traitant de toutes sortes de capteurs acoustiques reposant sur une technologie optique, que ce soit dans le cadre de mesures distribuées (DAS), ponctuelles ou quasi distribuées (interféromètres ou fibres à réseaux de Bragg) [1], [2], [3], [4].

Dans le cadre de capteurs optiques, un paramètre primordial est la vitesse de l'onde sinusoïdale dans le milieu de propagation, appelée vitesse de phase v_φ, elle dépend de la pulsation ω et du vecteur d'onde k dans le milieu selon la relation :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k} \qquad \text{I-1}$$

Cette vitesse v_φ dépend directement de l'indice de réfraction effectif du mode guidé[1], souvent appelé n_{eff} **on le note ici n** pour alléger l'écriture, qui est défini comme le rapport entre la vitesse de l'onde dans le vide c et v_φ :

$$n = \frac{c}{v_\varphi} \qquad \text{I-2}$$

Cet indice effectif se définit également comme le rapport entre le vecteur de l'onde dans le vide k_0 et la constante de propagation β du mode guidé dans le milieu selon la relation :

$$n = \frac{\beta}{k_0} \qquad \text{I-3}$$

[1] En pratique, cet indice représente un indice de réfraction apparent, ou indice « moyen », vu par le mode lorsqu'il se propage dans la fibre. Il est compris entre l'indice du cœur et celui de la gaine. C'est lui qui détermine la vitesse réelle à laquelle l'énergie du mode se propage, car une partie de la lumière voyage dans le cœur tandis que l'autre « s'étend » légèrement dans la gaine.

D'autre part, lorsque l'on s'intéresse à la propagation d'un signal, autrement dit d'une enveloppe d'un paquet d'ondes, on parle alors de vitesse de groupe v_g. Ce paramètre traduit la vitesse de propagation de l'énergie dans le milieu et s'écrit :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \qquad \text{I-4}$$

Pour appréhender la dépendance entre contrainte et signal optique, on considère la propagation idéale d'une onde monochromatique dans un guide d'onde à une dimension de longueur L, c'est-à-dire en regardant la variation d'une onde plane progressive dans le guide. Le champ électrique résultant E, d'amplitude initiale E_0, de pulsation $\omega = 2\pi f$ avec f la fréquence de l'onde, et de vecteur d'onde dans le vide $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ se propageant suivant la direction z, s'écrit :

$$E(t,z) = E_0 \cos(\omega t - nk_0 z) \qquad \text{I-5}$$

avec t la variable temporelle et z la distance parcourue par le signal dans le guide. Sa phase spatio-temporelle correspond donc à la quantité :

$$\phi(t,z) = \omega t - nk_0 z \qquad \text{I-6}$$

Pour tout t, entre la position initiale $z = 0$ et une position $z = Z$, le signal accumule une phase spatiale $\Phi(Z)$ qui peut s'écrire :

$$\Phi(Z) = \phi(t,0) - \phi(t,Z) = nk_0 Z \qquad \text{I-7}$$

Ainsi, chaque variation de l'indice de réfraction effectif, de la longueur de fibre et du vecteur d'onde va directement impacter la phase du signal. Particulièrement en DAS, on s'intéresse aux variations relatives de contrainte et pas aux variations absolues, ce qui nous permet d'écrire la relation suivante :

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = \frac{dZ}{Z} + \frac{dn}{n} + \frac{dk_0}{k_0} \qquad \text{I-8}$$

La variation du vecteur d'onde dk_0 ne peut être causée que par des changements intrinsèques à la source du signal optique (variations de la longueur d'onde porteuse du signal). Une pression ou une onde acoustique va en revanche résulter en **un étirement ou une compression d'une zone de la fibre**, ce qui agit directement sur la position Z et la longueur de fibre L. Cette variation infinitésimale de la longueur de fibre correspond au paramètre dZ. Si $dZ < 0$, la fibre subit donc une compression et si $dZ > 0$, une élongation. On définit le terme de contrainte ε, *strain* en anglais, comme la variation relative de la longueur de fibre L_ε où est appliquée la contrainte :

$$\varepsilon = \frac{dL_\epsilon}{L_\varepsilon} \qquad \text{I-9}$$

Remarque :
*Le **strain** est aussi l'unité de mesure référence des performances DAS pour évaluer la sensibilité d'un interrogateur à une contrainte définie en [m/m]. Typiquement, les interrogateurs commerciaux peuvent détecter des variations de longueurs de l'ordre du nanostrain ([nm/m]) voire de quelques picostrains ([pm/m]).*

En déformant la fibre en une position, la contrainte va également venir modifier l'indice de réfraction local de la silice et donc également l'indice effectif $n(z)$, via le phénomène qualifié **d'effet**

photoélastique qui va lui aussi faire varier le chemin optique. En s'intéressant uniquement à la variation de phase $d\Phi$ issue de perturbations mécaniques via la modification des paramètres dn et dZ, et donc en négligeant dk_0, on peut écrire :

$$\varepsilon = \frac{d\Phi}{\Phi} - \frac{dn}{n} \qquad \text{I-10}$$

Cette relation se simplifie en ne considérant que la déformation axiale de la fibre, c'est-à-dire en considérant la déformation radiale petite devant la déformation selon l'axe de propagation z. On peut ensuite définir un facteur de correction élasto-optique, typiquement $\xi \approx 0.71$ pour la silice, obtenu à partir du tenseur photoélastique comme détaillé dans [1]. Grâce à ce facteur, la variation d'indice liée à l'effet photoélastique est prise en compte via une correction de la déformation relative ce qui permet de simplifier I-10 en la relation :

$$d\Phi = \Phi\xi\varepsilon \qquad \text{I-11}$$

Et on peut donc écrire grâce à I-7 :

$$d\Phi = \frac{2\pi n Z \xi}{\lambda_0}\varepsilon \qquad \text{I-12}$$

Ainsi, on vient de démontrer **que l'application d'une contrainte $\boldsymbol{\varepsilon}$ entre $\boldsymbol{z = 0}$ et $\boldsymbol{z = Z}$ résulte en une modulation de la phase spatiale $\boldsymbol{d\Phi}$** du signal optique s'y propageant. Cette variation de phase est générée à la fois par une variation de longueur de fibre dL et une variation d'indice dn provoquées par la contrainte mécanique.

De surcroît, cette **relation entre phase et contrainte est linéaire**, ce qui est idéal pour la détection et la quantification de la contrainte appliquée**. L'objectif du capteur est de mesurer le plus précisément possible ces variations de phase et donc réduire au maximum les différentes sources contribuant à l'augmentation du bruit sur la phase optique $\boldsymbol{\phi}$.**

Remarque :
On peut déjà imaginer le caractère critique du bruit du système de détection mais aussi l'effet du bruit de fréquence de la source, correspondant aux variations de f intervenant dans I-5*, sur les performances du capteur optique.*

I.1.2. Pourquoi choisir l'effet Rayleigh

Lorsque l'on injecte un signal dans une fibre optique, ce dernier est guidé par réflexion totale interne grâce à la structure de la silice, composée d'un cœur d'indice de réfraction supérieur à celui de la gaine optique [5]. Avec le développement des technologies de fabrication des fibres optiques, les **fibres traditionnelles monomodes SMF (Single Mode Fiber)** utilisées aujourd'hui pour les applications de télécommunication permettent au signal de se propager avec un minimum d'atténuation autour de $\boldsymbol{0.18\ dB/km}$ **à** $\boldsymbol{1550\ nm}$. L'information contenue généralement dans la modulation d'un signal laser peut ainsi atteindre plusieurs dizaines de kilomètres [6]. L'atténuation optique observée lors de la propagation est principalement causée par les phénomènes d'**absorption** et de **diffusions spontanées** de la lumière par le matériau. Aujourd'hui, la plupart des **capteurs distribués à fibre optique (DOFS – Distributed Optical Fiber Sensors)** utilisent ces phénomènes de diffusion pour recouvrir les variations de **température** et de **déformation** le long d'une fibre optique.

Remarque :
Ces capteurs possèdent de nombreux avantages par rapport à des capteurs traditionnels ponctuels, où le paramètre recherché peut être mesuré localement à une position, ou quasi distribués, constitués d'une succession de capteurs ponctuels. Les DOFS sont alimentés seulement en entrée de la fibre et la mesure des paramètres physiques est non seulement passive mais reconfigurable en termes de résolution spatiale et bande passante utile directement depuis l'interface des interrogateurs.

Dans le cadre de cette thèse, on souhaite se focaliser particulièrement sur la mesure distribuée de contraintes mécaniques, perturbations et signaux acoustiques à longue distance. On se concentre donc à présenter succinctement les phénomènes de diffusion qui interviennent lors de la propagation d'un signal dans une fibre dans l'objectif de comparer leur intérêt pour la mesure de déformations de fibre. Ces trois effets sont : la **diffusion Rayleigh**, la **diffusion Brillouin** et la **diffusion Raman**. Les signaux diffusés par chaque mécanisme possèdent des caractéristiques différentes qui sont détaillées dans de nombreux livres et articles traitant des capteurs à fibre optique distribués [2], [7]. Le spectre caractéristique des signaux diffusés par ces différents effets est illustré Figure 1.

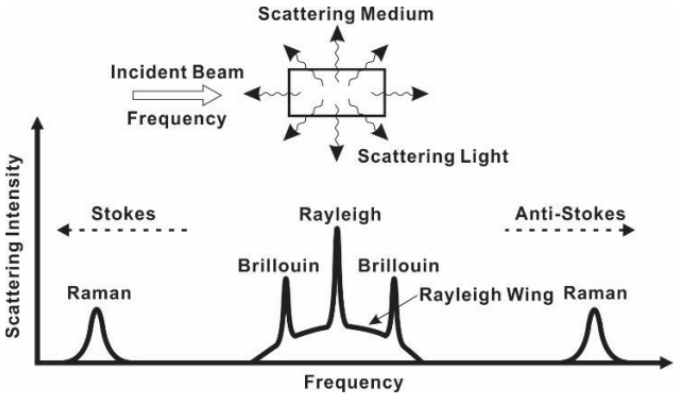


Figure 1 : Spectre typique de la lumière émise par diffusion spontanée, figure extraite de [7].

I.1.2.1. Diffusion Rayleigh

En régime linéaire, le phénomène responsable de la **majorité des pertes** de la fibre est la diffusion Rayleigh. L'effet naît de la présence de **diffuseurs nanométriques dans le matériau**. Ces diffuseurs correspondent aux inhomogénéités figées dans la fibre lors de sa fabrication (fluctuations de concentration de dopants, de densité ou autres défauts) dont les dimensions, de l'ordre du nanomètre, sont très petites devant la longueur d'onde des signaux typiquement utilisés. Dans des conditions de température et de contraintes constantes, la position et la dimension de ces diffuseurs sont aléatoires, fixes et propres à chaque fibre.

Ces inhomogénéités constituent également des fluctuations de polarisation qui entraînent la réémission **dans toutes les directions** de photons avec les **mêmes caractéristiques de fréquence et de phase** que les photons incidents, on parle de diffusion élastique. En première approximation, la fibre optique peut être considérée comme un guide d'onde à une dimension, les signaux sont donc préférentiellement guidés selon un axe dans le sens de propagation du signal ou dans le sens opposé.

Les principaux avantages de la rétrodiffusion Rayleigh sont :

- Le **caractère élastique de la diffusion** : le signal émis possède la même fréquence et la même phase que le signal incident ce qui permet de recouvrir l'information de phase qui nous intéresse à partir de l'analyse de la rétrodiffusion.

- Une **puissance rétrodiffusée maximale** : la puissance du signal rétrodiffusé par diffusion Rayleigh est supérieure à celles des autres mécanismes de diffusion en régime linéaire.

La puissance rétrodiffusée est **proportionnelle à la puissance initiale** et inversement proportionnelle à la longueur d'onde λ (varie en $1/\lambda^4$). Ainsi, la proportion du signal qui est rétrodiffusée varie selon la longueur d'onde et la fibre considérée. Elle est typiquement de l'ordre de **0.1 % à 1 % de la puissance diffusée** [2, p. 10]. En conservant l'information de phase, la diffusion Rayleigh est sensible aux **contraintes mécaniques extérieures**.

Remarque :
Le signal rétrodiffusé qui doit être détecté en DAS est donc très faible de quelques microwatts en début de fibres à quelques nanowatts.

I.1.2.2. Diffusion Raman

Les deux autres phénomènes de diffusion résultent d'**interactions inélastiques** entre les **photons** et les **phonons** du matériau. Le décalage fréquentiel entre les photons incidents et les photons émis peut être négatif, on parle de signal **Stokes** et le photon perd de l'énergie, ou être positif, et on parle de signal **Anti-Stokes** avec un gain d'énergie. Comme illustré Figure 1, leur amplitude est encore plus faible que celle de la diffusion Rayleigh.

La diffusion Raman naît de l'interaction inélastique entre les **photons** et les **phonons optiques**, provoqués par les **vibrations** des molécules constituant le matériau. Ces vibrations dépendent exclusivement des variations de **température** (Statistique de Maxwell Boltzman) du milieu et l'analyse du signal Raman permet donc de réaliser une mesure distribuée de la température dans la fibre optique. On s'intéresse plus précisément à la mesure du signal Anti-Stokes qui dépend directement du niveau de population d'un état vibrationnel excité, lequel est exclusivement lié à la température. Cette technologie est appelée **DTS (Distributed Temperature Sensing)**.

La diffusion Raman permet la mesure distribuée des variations de température le long d'une fibre optique, elle ne permet pas la mesure de contrainte. Le décalage fréquentiel Raman est typiquement de l'ordre de plusieurs térahertz.

I.1.2.3. Diffusion Brillouin

La **diffusion Brillouin** décrit les effets d'interaction entre **les photons** se propageant dans la fibre optique et les **phonons acoustiques,** ondes acoustiques excitées **thermiquement** propre aux vibrations du maillage de chaque matériau. Le décalage fréquentiel introduit à cause du caractère propagatif de ces ondes acoustiques (effet Doppler) est appelé **fréquence Brillouin** et est typiquement de l'ordre de la dizaine de gigahertz dans la fibre optique. Cette fréquence est sensible à la **température** et à la **déformation** de la fibre et est donc à la base du développement de différents capteurs distribués.

Bien qu'également sensible à la contrainte, les DOFS basés sur la diffusion Brillouin se concentrent davantage sur des applications nécessitant des mesures de **variations plus lentes voire statiques de déformations** (Distributed Strain Sensing – DSS) et de **température**. En effet, le temps d'une mesure est généralement plus long pour obtenir un rapport signal à bruit correct, nécessite des étapes de moyennage et de balayage. Cependant, **la mesure du décalage Brillouin est absolue**, directement liée à une valeur de déformation, tandis que la mesure de contrainte via la rétrodiffusion Rayleigh est relative, voir section I.1.4. Finalement, les deux technologies ne possèdent pas les mêmes champs d'application.

Bien qu'elle possède l'inconvénient de produire des signaux de **plus faible puissance que la diffusion Rayleigh (en régime spontané)**, la diffusion Brillouin a l'avantage de permettre la **mesure distribuée de la température et de la contrainte simultanément**. Mais cela implique également de réussir à décorréler les influences des deux paramètres.

L'objectif de cette thèse est de se concentrer sur l'étude spécifique de la technologie DAS et donc de la mesure dynamique des déformations de la fibre. **La diffusion Rayleigh est finalement le mécanisme de diffusion généralement privilégié pour la mesure des variations relatives de phase directement proportionnelles aux déformations et le seul effet permettant cette mesure jusqu'à des fréquences acoustiques (de fréquence de l'ordre de plusieurs kilohertz).**

On choisit pour cette thèse d'étudier les **capteurs acoustiques à fibre optique distribués** utilisant la détection et l'analyse du **signal rétrodiffusé Rayleigh** (RBS – Rayleigh Backscattered Signal).

De fait, les phénomènes de diffusion Raman et de diffusion Brillouin ne seront pas plus détaillés. Le lecteur est invité à se rapporter aux références [2], [8], [9] pour plus d'informations sur les capteurs distribués exploitant ces phénomènes.

I.1.3. Analyse de la rétrodiffusion Rayleigh

Maintenant que nous avons mis en évidence les atouts de la diffusion Rayleigh pour la mesure de contrainte dynamique, nous allons nous intéresser aux différentes technologies existantes qui permettent d'analyser le signal rétrodiffusé. Les montages associés à chaque technique sont également présentés. Dans notre étude, on s'intéresse particulièrement à l'augmentation de portée. Les montages existants seront donc comparés avec pour objectif de déterminer **la configuration de mesure optimale pour la mesure de phase à longue distance**.

I.1.3.1. Principes de fonctionnement de la Réflectométrie Optique dans le Domaine Temporel (OTDR)

Dans cette section, on s'intéresse aux caractéristiques communes (temps de vol, résolution spatiale, bande passante) de tout interrogateur basé sur la mesure de la puissance rétrodiffusée Rayleigh dans le domaine temporel, appelée mesure OTDR. Elle consiste à injecter dans la fibre un signal impulsionnel, dont les propriétés varient selon la source utilisée, et de récolter la puissance rétrodiffusée en fonction du temps. Le principe de fonctionnement général d'un interrogateur OTDR est présenté Figure 2.

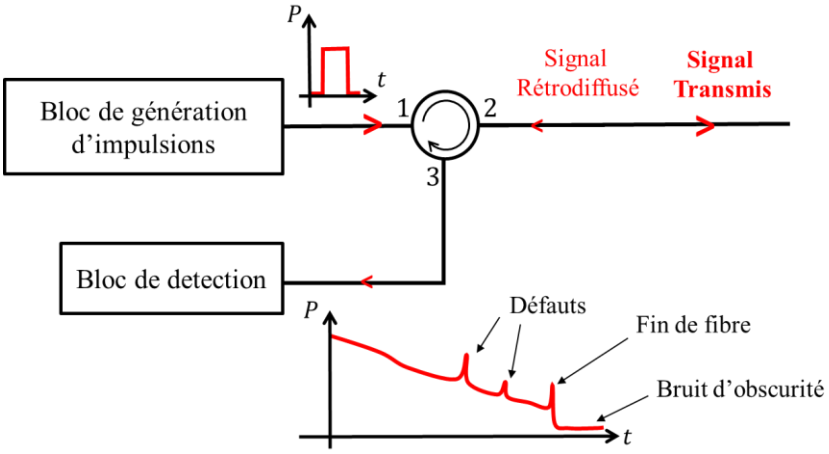


Figure 2 : Principe de fonctionnement de la réflectométrie optique dans le domaine temporel.

Localisation des évènements :

Les paramètres mis en jeu dans la mesure sont d'abord liés aux caractéristiques de la fibre, de longueur L_{fibre}, où se propage le signal. Les propriétés de la fibre sont à connaître pour définir la vitesse de groupe v_g de la lumière dans le milieu, indispensable à la localisation du phénomène étudié. On peut alors déterminer le temps nécessaire pour que l'impulsion parcourt la fibre dans sa totalité.

$$\tau_{fibre} = \frac{L_{fibre}}{v_g} \qquad \text{I-13}$$

L'impulsion parcourt la fibre en une durée τ_{fibre}, mais il faut considérer le double de cette durée pour que la rétrodiffusion revienne à l'interrogateur depuis l'extrémité de la fibre. La durée τ_{max} représente alors le temps de vol pour que l'impulsion parcourt L_{fibre} et que le signal rétrodiffusé revienne de l'extrémité de la fibre à l'interrogateur.

$$\tau_{max} = 2 \cdot \tau_{fibre} \qquad \text{I-14}$$

Suivant cette même logique, **chaque position dans la fibre est associée à un temps de vol**. Ce principe constitue la base de la réflectométrie dans le domaine temporel. Lorsque l'on injecte une impulsion dans la fibre, on mesure au niveau de la source une variation de puissance rétrodiffusée qui peut être traduite dans le domaine spatial. La base des temps est alors liée à la base des positions suivant la relation :

$$z = \frac{\tau}{2} v_g \qquad \text{I-15}$$

La puissance rétrodiffusée qui va être mesurée au niveau du bloc de détection pour une position z va dépendre non seulement de la puissance injectée initialement dans la fibre P_o mais aussi de son coefficient de pertes par diffusion Rayleigh α_r, de la proportion de signal rétrodiffusé B et de l'atténuation linéaire α de la fibre. Comme on vient de le voir, le signal rétrodiffusé parcourt la longueur de fibre aller-retour et subit donc deux fois cette atténuation. La puissance rétrodiffusée d'une source incohérente en une position z et mesurée en entrée de fibre s'écrit :

$$P_r(z) = \frac{v_g}{2} \tau P_o \alpha_r(z) B(z) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(z) dz\right) \qquad \text{I-16}$$

La variation de la puissance rétrodiffusée détectée rend ainsi compte des variations locales de α, α_r et B engendrées par de potentielles réflexions causées par la présence de défauts dans la ligne (soudures, connecteurs, etc…) comme illustré Figure 2. La fin de la fibre est alors identifiable par un dernier pic de réflexion et la puissance résiduelle mesurée après ce pic correspond au bruit du système de détection utilisé, causé par le bruit thermique des photodétecteurs [10]. Le développement complet et rigoureux de l'expression de l'énergie rétrodiffusée et le fonctionnement détaillé des systèmes OTDR sont proposés dans [2, p. 57], [3].

Taux de répétition des impulsions (PRF) et bande passante acoustique :

Pour une mesure statique, autrement dit où l'objectif est de déterminer précisément les pertes de la ligne optique, l'envoi de plusieurs impulsions successives permet de récupérer plusieurs traces OTDR qui peuvent être moyennées entre elles. La mesure de la rétrodiffusion, moyennée ainsi temporellement, s'affranchit des perturbations ponctuelles et possède un meilleur rapport signal à bruit qu'une mesure unique. A l'inverse, pour les applications DAS, ce sont particulièrement ces variations temporelles du

signal rétrodiffusé que l'on cherche à mesurer car elles sont liées à la présence de perturbations acoustiques.

Dans les deux cas, pour éviter le recouvrement entre l'impulsion qui se propage dans le sens de transmission et le signal rétrodiffusé, **la durée entre chaque impulsion doit être obligatoirement plus grande que le temps de vol maximum τ_{max}.** La fréquence de répétition des impulsions, souvent appelée PRF (Pulse Rate Frequency), respecte alors la condition suivante :

$$PRF < \frac{1}{\tau_{max}} \qquad \text{I-17}$$

Nous y reviendrons plus tard mais la condition I-17 est une des principales limites des interrogateurs DAS basé sur l'analyse temporelle de la rétrodiffusion. C'est une restriction forte qui implique que **la fibre ne peut être sondée qu'une fois pendant la durée τ_{max}** ce qui impacte directement la bande passante du capteur acoustique. Selon le théorème de Nyquist, la fréquence maximale d'un signal pouvant être mesuré avec un système donné correspond à la moitié de sa fréquence d'échantillonnage. La bande passante acoustique ΔF_{ac} d'un capteur basé sur la technologie OTDR s'écrit donc :

$$\Delta F_{ac} = \frac{PRF}{2} \qquad \text{I-18}$$

A partir des équations précédentes, on peut directement exprimer cette condition sur la bande passante acoustique ΔF_{ac} en fonction de la longueur de fibre L_{fibre} :

$$\Delta F_{ac} < \frac{v_g}{4L_{fibre}} \qquad \text{I-19}$$

On comprend ainsi que **la longueur de fibre à sonder va directement influencer la bande passante du capteur**, ce qui représente une forte limitation.

Résolution spatiale :

Pour ce qui est de la résolution spatiale, elle est directement liée à la largeur de l'impulsion injectée dans la fibre. On caractérise cette durée par la largeur à mi-hauteur de l'impulsion qui sera notée T_p. En considérant deux positions de la fibre, z_1 et z_2, telles que $z_2 > z_1$. La **résolution spatiale ΔZ correspond à la distance minimale pour laquelle ces deux positions, z_1 et z_2, peuvent être discernées par la mesure du signal rétrodiffusé**. Pour déterminer cette résolution, il faut non seulement considérer la longueur de la portion de fibre éclairée par une impulsion mais surtout comprendre la condition qui assure le discernement de deux zones de fibre.

Le raisonnement qui suit pour déterminer la résolution spatiale est illustré par le schéma de la Figure 3 ci-dessous. La fibre et les deux positions z_1 et z_2 sont représentées Figure 3(a).

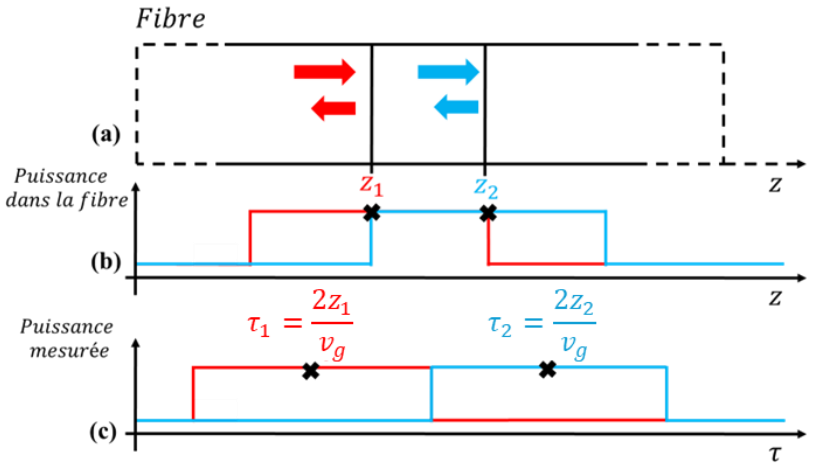


Figure 3 : Représentation schématique de la limite en résolution spatiale ΔZ des systèmes OTDR. La couleur rouge est associée à la position z_1 et la couleur bleue à la position z_2. (a) Représentation schématique de la fibre (b) Allure de la puissance lumineuse en chaque position qui se propage suivant z (c) Allure de la puissance rétrodiffusée par chaque position après un aller-retour.

Lorsque nous prenons en compte le trajet aller-retour de la lumière, les positions $z_1$et z_2, éclairées comme illustré Figure 3(b), sont associées à des temps τ_1 et τ_2 tous deux égaux à deux fois la durée que l'impulsion met à atteindre cette position selon I-15. Ainsi, pour que **les positions z_1 et z_2 soient discernables par la mesure du signal rétrodiffusé, la différence entre τ_1 et τ_2 doit être au minimum égale à la durée de l'impulsion**. Cette condition se traduit analytiquement comme:

$$\tau_2 - \tau_1 = \frac{2(z_2 - z_1)}{v_g} = T_p \qquad \text{I-20}$$

Ainsi, les signaux rétrodiffusés à chacune des positions, représentés Figure 3(c), ne se superposent pas. On retrouve la formule liant la résolution spatiale ΔZ à la durée d'impulsion T_p à la base des technologies de réflectométrie temporelle :

$$\Delta Z = \frac{T_p v_g}{2} \qquad \text{I-21}$$

Remarque *:*
Lorsque l'on traite de la technologie OTDR, le plus souvent la résolution spatiale est définie comme égale à la largeur spatiale de l'impulsion. Or, d'après I-21*, elle est bien liée à la moitié de cette largeur. Par exemple, une impulsion de largeur $T_p = 10\ ns$ correspond à un étalement spatial de 2 m soit une résolution spatiale $\Delta Z = 1\ m$. Bien que rigoureusement incomplet, cet abus de langage est conservé dans la plupart des travaux liés au DAS et nous conserverons donc dans cette étude cette convention.*

On identifie alors la deuxième grande limite de la méthode OTDR**. La résolution spatiale dépend directement de la durée d'impulsion.** Cette relation représente une restriction car plus la durée d'impulsion est longue, plus une portion importante de la fibre est éclairée et donc, plus le niveau de signal rétrodiffusé est grand. Ainsi, nous faisons face à un compromis inhérent à la technique OTDR: **utiliser des impulsions plus longues garantit l'augmentation de la puissance rétrodiffusée et donc la portée de l'interrogateur, mais au détriment de la résolution spatiale**.

Dans la majorité des cas, les impulsions utilisées restent donc au moins de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, ce qui correspond à une résolution spatiale ΔZ de l'ordre de quelques mètres. Ces durées permettent de conserver un bon niveau de signal sur des longueurs allant jusqu'à plusieurs dizaines de

kilomètres. Elles restent également dans la limite des temps de montée de plusieurs nanosecondes des technologies traditionnelles de modulation optique, acousto-optique et électro-optique, ce qui signifie qu'elles peuvent être générées relativement facilement comparées à des impulsions plus courtes. Enfin, ces impulsions relativement longues limitent assez bien les effets non linéaires jusqu'à plusieurs centaines de milliwatts, nous aborderons ce sujet plus en détail dans le Chapitre II dédié à la compréhension et la modélisation des effets non linéaires limitants pour le DAS.

I.1.3.2. Description et caractéristiques de l'intensité rétrodiffusée détectée

On considère une section de fibre optique éclairée par une impulsion laser, caractérisée par son champ électrique complexe évoluant au fil de la propagation $\vec{E}(z)$. Cette situation est schématisée sur la Figure 4 où le champ incident est illustré par des larges flèches rouges.

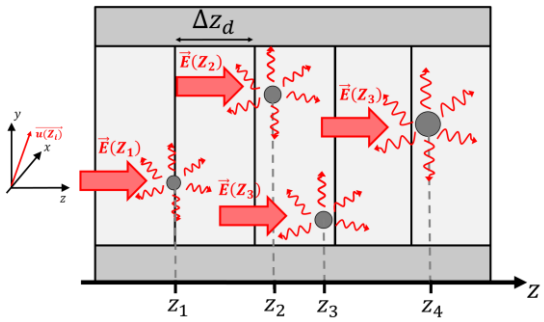


Figure 4 : Représentation schématique des interactions Rayleigh entre les défauts de la fibre et le champ électrique se propageant dans la fibre.

Comme vu dans la section I.1.2.1, la diffusion Rayleigh décrit la réémission du signal optique par la présence d'inhomogénéités nanométriques. Un modèle simplifié et mathématiquement équivalent consiste à modéliser cet ensemble continu de fluctuations par des centres de diffusion localisés, comme présenté Figure 4, le modèle est décrit plus en détail dans la section II.2.2.1. A la rencontre des centres diffuseurs présents dans la fibre (représentés par des cercles gris), une partie de ce signal est diffusée dans toutes les directions par diffusion Rayleigh (flèches rouges). La position des inhomogénéités est aléatoire et leur taille petite devant la longueur d'onde λ. En considérant la densité moyenne des imperfections dans la fibre, on peut tout de même estimer une distance moyenne Δz_d entre deux défauts. Le champ électrique incident $\vec{E}(Z_m)$ en chaque centre de diffusion est alors associé à un champ rétrodiffusé $\overrightarrow{E_m}$ qui possède une amplitude A_m, une phase ϕ_m et un vecteur d'orientation du champ $\overrightarrow{u_m}$, qui représente l'état de polarisation dans le plan transverse à la propagation selon z. En effet, pendant la propagation, le champ accumule une phase ϕ, dont l'expression a été détaillée dans la section I.1.1, qui dépend naturellement de la position du défaut Z_m. Le champ rétrodiffusé en chaque inhomogénéité s'écrit alors :

$$\overrightarrow{E_m} = A_m e^{i\phi_m} \overrightarrow{u_m} \qquad \text{I-22}$$

Remarque :
Dans cette formule, l'amplitude A_m dépend naturellement de la nature du signal incident et des caractéristiques de la fibre (amplitude de rétrodiffusion propre au défaut m, pertes de la fibre etc.). Un état de l'art des modèles permettant une description détaillée du signal rétrodiffusé est proposé dans le Chapitre II.

Le signal rétrodiffusé résultant en une position z_i, caractérisé par son champ électrique $\vec{E}_r$, est défini alors comme la somme de tous les signaux rétrodiffusés par les M défauts éclairés par l'impulsion de taille ΔZ et s'écrit donc :

$$\overrightarrow{E_r} = \sum_{m=0}^{M} \overrightarrow{E_m} \qquad \text{I-23}$$

En entrée de fibre, l'intensité rétrodiffusée mesurée au niveau du photodétecteur I_d dépend directement de ce champ complexe E_r et la relation entre les deux paramètres va changer selon la nature de la source et du bloc de détection utilisé. **L'objectif de cette sous-partie est de comprendre les principales caractéristiques de cette intensité selon le type de montage utilisé pour procéder à la mesure de réflectométrie temporelle**.

I.1.3.2.1. Technologie OTDR de base : source à faible cohérence avec détection directe

Historiquement, la technologie OTDR a été mise en place avec comme signal en entrée une impulsion assez large spectralement, de plusieurs gigahertz donc de très faible cohérence [11], [12], c'est-à-dire avec une longueur de cohérence L_c très inférieure à la largeur d'impulsion. La puissance rétrodiffusée est alors directement mesurée par un photodétecteur en détection directe comme présenté Figure 5.

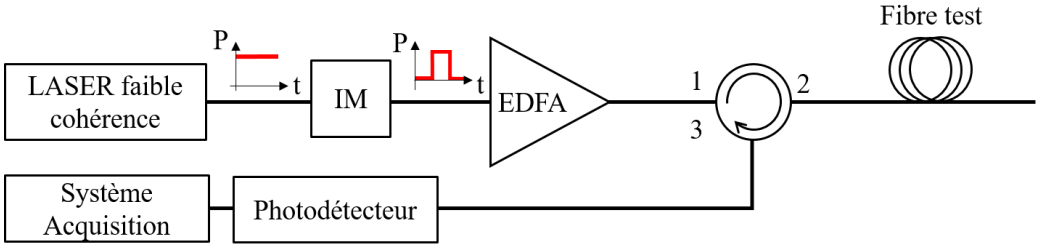


Figure 5 : Schéma typique d'une montage OTDR classique.
IM : Modulateur d'Intensité, EDFA : Amplificateur à Fibre Dopé Erbium

L'intensité mesurée I_d par le photodétecteur en détection directe est proportionnelle à la norme du champ rétrodiffusé E_r au carré, tel que :

$$I_d \propto |E_r|^2 \qquad \text{I-24}$$

A une position z_i, le champ rétrodiffusé $E_r(z_i)$ correspond ici à **une somme de signaux rétrodiffusés non cohérents** par les M défauts compris dans la résolution spatiale ΔZ autour de z_i. L'intensité mesurée I_d au temps τ_i, associé à la position z_i, correspond donc à **une somme d'intensité** qui vérifie donc :

$$I_d(\tau_i) \propto \sum_{m=0}^{M} |E_m|^2 \qquad \text{I-25}$$

L'évolution de I_d en fonction de la distance z_i (proportionnelle à τ_i) permet donc de mesurer les pertes altérant le signal au fil de sa propagation. Cette technologie est aujourd'hui un outil très répandu pour le diagnostic de lignes optiques de télécommunication et sa portée peut atteindre plusieurs centaines de kilomètres [13] grâce notamment à des protocoles de moyenne temporelle (calcul de la puissance moyenne sur plusieurs traces RBS) et l'utilisation d'impulsions jusqu'à plusieurs centaines voire milliers de nanosecondes (correspondant à des résolutions de plusieurs dizaines voire centaines de mètres).

Remarque :
En DAS, où on s'intéresse aux variations rapides de la rétrodiffusion, la moyenne temporelle des traces n'est pas possible puisque l'on cherche à mesurer les fluctuations rapides de la rétrodiffusion et des modifications doivent être apportées à la ligne optique et/ou à la forme d'impulsion pour atteindre $100\ km$ *(voir partie I.2).*

Dans une mesure OTDR classique, le signal utilisé possède **une faible cohérence**. De fait, l'intensité mesurée I_d résulte d'une somme d'intensité **insensible aux variations de phase**.

Le montage OTDR en l'état permet d'évaluer rapidement la qualité d'une ligne optique en identifiant la présence de défauts, de connecteurs ou de ruptures et d'en identifier la position, mais ne permet pas la détection de contrainte.

I.1.3.2.2. T*echnologie ϕ-OTDR : source cohérente avec détection directe*

La technologie φ-OTDR est la technique développée spécifiquement pour les applications de capteurs acoustiques distribués. Historiquement, son montage est identique au montage OTDR précédent à la différence près qu'une source très cohérente est utilisée [11], [12], voir montage Figure 6, de sorte que sa longueur de cohérence L_c soit au minimum plus longue que la taille d'une impulsion.

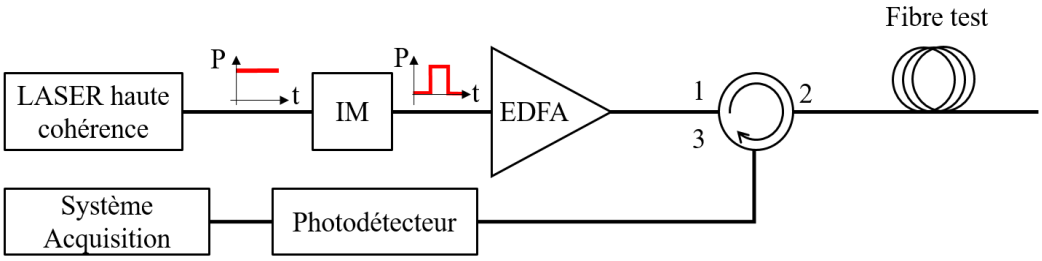


Figure 6 : Schéma typique d'un montage φ-OTDR classique.
IM : Modulateur d'Intensité, EDFA : Amplificateur à Fibre Dopé Erbium

L'intensité I_d mesurée est toujours décrite par I-16 à la différence primordiale que les défauts éclairés par une même impulsion en une position z_i diffusent des **champs rétrodiffusés cohérents entre eux qui peuvent donc interférer**. Le champ complexe $E_r(z_i)$ résultant de la somme de ces champs peut s'écrire en fonction d'une amplitude A_r et une phase ϕ_r qui dépendent des interférences intra-impulsionnelles :

$$E_r(z_i) = A_r(z_i)\mathrm{e}^{i\phi_r(z_i)} = \sum_{m=0}^{M} A_m e^{i\phi_m} \qquad \text{I-26}$$

L'intensité détectée I_d proportionnelle à $|E_r|^2$ devient **un signal interférométrique sensible aux variations phase des signaux rétrodiffusés en chaque défaut** :

$$I_d(\tau_i) \propto \left|\sum_{m=0}^{M} A_m e^{i\phi_m}\right|^2 \qquad \text{I-27}$$

$$\propto \left|A_r(z_i)\mathrm{e}^{i\phi_r(z_i)}\right|^2 \qquad \text{I-28}$$

Par définition, ces interférences intra-impulsionnelles dépendent directement de la phase et $\boldsymbol{I_d}$ **est donc très sensible aux variations de contraintes modulant la phase du signal optique**.

À partir du moment où la technologie φ-OTDR rend la réflectométrie dans le domaine temporel sensible à la phase, la mesure de contrainte peut être réalisée même avec une simple détection directe. C'est d'ailleurs de cette façon que la technologie DAS a d'abord été démontrée [12], [14]. Ainsi, la présence d'une contrainte ε va entraîner une variation temporelle de la phase du signal transmis, impactant directement l'amplitude A_r mesurée. Grâce à ce montage, **on peut donc efficacement localiser une perturbation sur la ligne optique qui va apparaître comme une modification de l'intensité I_d en une position**. La technologie de capteur acoustique à fibre optique distribué est ainsi créée et la dépendance de la trace mesurée aux perturbations environnantes est observée.

Cependant, comme nous l'avons démontré précédemment, ce sont uniquement les variations de ϕ_r, correspondant à l'argument de E_r, qui dépendent linéairement de la contrainte, via le déplacement des défauts induits par l'élargissement ou la compression de la fibre Δl et l'effet photo-élastique. D'après I-27, cette phase ϕ_r est perdue par détection directe. La réponse du champ A_r à la contrainte n'est pas linéaire puisqu'elle est issue de deux contributions différentes : les interférences intra-impulsion liées aux variations de phase mais aussi les coefficients de rétrodiffusion liés aux caractéristiques de chaque défaut (taille et forme).

Le grand désavantage de la détection directe réside donc dans une dépendance non linéaire entre déformation et signal mesuré, en plus de la perte d'information sur la phase de la contrainte.

Ces inconvénients de la technologie φ-OTDR liés à la perte de l'information de phase ϕ_r peuvent être évités en ajoutant une détection cohérente. Il est fréquent dans ce cas de parler de technologie C-OTDR.

I.1.3.2.3. Technologie C-OTDR : source cohérente avec détection cohérente

Le C-OTDR introduit un laser fortement cohérent, dont la longueur de cohérence L_c doit être plus grande que la longueur de fibre que l'on souhaite mesurer [11]. Il nécessite donc un laser d'une largeur spectrale de l'ordre de quelques kilohertz ou moins. Le montage évolue au niveau de la source et de la détection par rapport au montage OTDR classique, comme schématisé Figure 7.

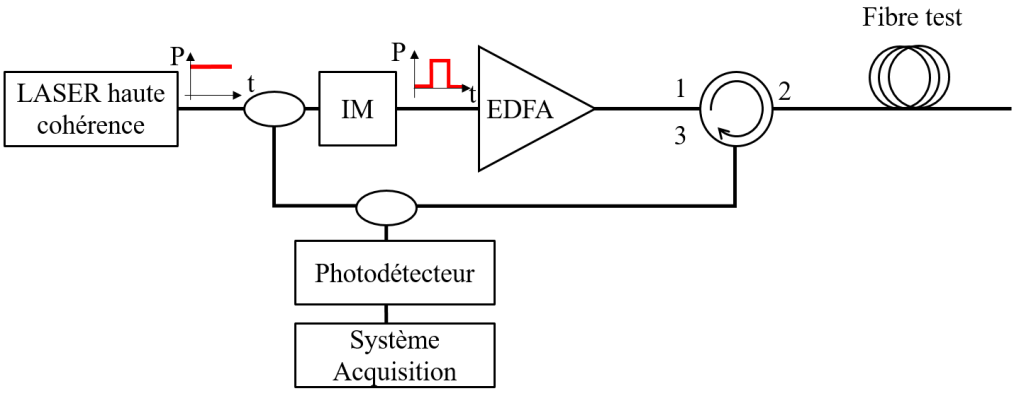


Figure 7 : Schéma typique d'une montage C-OTDR.
IM : Modulateur d'Intensité, EDFA : Amplificateur à Fibre Dopé Erbium

Cette détection repose sur le mélange du signal rétrodiffusé avec **un signal optique de référence, appelé Oscillateur Local (LO)**. Dans le montage proposé la fréquence du signal rétrodiffusé est identique à la fréquence du LO, on qualifie alors la détection de **cohérente homodyne**. L'intensité I_d mesurée correspond donc aux interférences entre deux signaux de même fréquence caractérisés par les champs $\vec{E}_{LO}$ et $\vec{E}_r$, où $\vec{E}_r$ est la résultante des interférences intra-impulsion en chaque position. L'intensité mesurée vérifie donc la relation :

$$I_d(\tau_i) \propto \left| \vec{E}_{LO}(\tau_i) \cdot \sum_{m=0}^{M} \vec{E}_m \right| \quad \text{I-29}$$

qui peut s'écrire :

$$I_d(\tau_i) \propto \left| \vec{E}_{LO}(\tau_i) \cdot \vec{E}_r(\tau_i) \right| \quad \text{I-30}$$

Finalement, cette intensité I_d peut donc s'exprimer en fonction de ϕ_r, argument du champ rétrodiffusé que l'on souhaite récupérer in fine pour la mesure de variation de contrainte ε :

$$I_d(\tau_i) \propto \left| \vec{E}_{LO}(\tau_i) \cdot A_r(\tau_i) e^{i\phi_r(\tau_i)} \overrightarrow{u_r}(\tau_i) \right| \quad \text{I-31}$$

On pose I_{LO} et I_r comme les intensités proportionnelles aux quantités $|E_{LO}|^2$ et $|E_r|^2$. En faisant l'hypothèse forte (représentant un cas exceptionnel expérimental) que le champ rétrodiffusé et le champ de l'oscillateur local possèdent le même état de polarisation, et donc que les vecteurs $\vec{E}_{LO}$ et $\vec{E}_r$ sont parallèles, on peut écrire :

$$I_d(\tau_i) = I_{LO}(\tau_i) + I_r(\tau_i) + 2\sqrt{I_{LO}(\tau_i) I_r(\tau_i)} \cos\left(\phi_r(\tau_i) - \phi_{LO}(\tau_i)\right) \quad \text{I-32}$$

La détection cohérente nous permet donc de mesurer **une intensité I_d qui contient l'information de phase ϕ_r, sensible à la contrainte,** en fonction de la position. Par démodulation numérique ou expérimentale du signal sinusoïdal mesuré, on retrouve alors ϕ_r. Cette question de la démodulation sera abordée plus en détail dans le Chapitre II. Le mélange du signal rétrodiffusé avec le LO garantit également l'apport d'un gain lié à l'oscillateur local en $\sqrt{I_{LO}(\tau_i)}$ sur le signal à démoduler ce qui est particulièrement utile pour la détection de faibles variations de phase. Le C-OTDR permet ainsi de caractériser précisément, pour des résolutions spatiales de l'ordre du mètre [7], les variations de phase et d'amplitude le long d'une ligne pour une longueur d'onde précise. La détection cohérente favorise la récupération de la signature fréquentielle des perturbations détectées [15].

Remarque :
La technologie qualifiée de C-OTDR est historiquement optimisée pour la mesure statique, là où la technologie ϕ-OTDR est spécifiquement appliquée à la mesure dynamique des variations du signal rétrodiffusé. Au-delà des composants optiques utilisés, c'est donc principalement le traitement des informations mesurées (amplitude et phase) qui différencient initialement le ϕ-OTDR à détection cohérente du C-OTDR. On retrouve aujourd'hui dans la littérature les deux terminologies pour les interrogateurs DAS basés sur le montage de la Figure 7.

Dans un montage C-OTDR (ou φ-OTDR à détection cohérente), **l'amplitude et la phase du signal rétrodiffusé deviennent tous deux exploitables grâce à l'ajout d'une détection cohérente**.

La méthode de **réflectométrie dans le domaine temporel** possède l'avantage considérable de pouvoir atteindre des distances de **plusieurs dizaines de kilomètres de portée**. Puisque l'on souhaite s'intéresser particulièrement aux enjeux de portée des capteurs acoustiques distribués à fibre optique, c'est la technologie φ–OTDR à détection cohérente qui sera principalement étudiée dans la suite des travaux.

I.1.3.3. Phénomènes limitants : fading cohérent et fading de polarisation

On s'intéresse dans cette section à deux phénomènes qui vont compliquer la détection de contrainte en certaines positions pour les capteurs à fibre distribués basés sur l'analyse de la rétrodiffusion Rayleigh.

En premier lieu, on s'intéresse à l'effet d'**extinction par interférences**. Pour les technologies sensibles aux variations de phase, nous avons vu que le champ rétrodiffusé E_r s'écrit comme une somme de champs complexes E_m rétrodiffusés par M défauts, dont chacune des phases ϕ_m est différente et aléatoire. Ainsi, lorsque ces signaux interfèrent, l'intensité rétrodiffusée en une position $I_d(z_i)$ peut être maximisée (**interférences constructives**) ou minimisée (**interférences destructives**).

La présence de ces minima d'intensité dans le signal rétrodiffusé est connue sous le nom de ***fading interférométrique*** ou ***fading cohérent***. Ce phénomène est donc favorisé par l'utilisation de sources laser fines spectralement qui constituent des **signaux optiques très cohérents**. Le fading interférométrique limite donc fortement les technologies φ-OTDR et C-OTDR [11], [16], [17].

Le second phénomène est appelé **extinction de polarisation**. On s'intéresse cette fois au caractère vectoriel du champ rétrodiffusé. En effet, $\vec{E}_r$ s'écrit rigoureusement comme une somme de vecteurs $\vec{E}_m$ dont l'orientation $\overrightarrow{u_m}(z_i)$ est différente et aléatoire. De fait, le champ complexe rétrodiffusé $\vec{E}_r$ possède également un **état de polarisation aléatoire** qui évolue pendant le trajet de retour. Ainsi, en pratique lorsque l'on utilise une détection cohérente, l'orientation de $\vec{E}_r$ varie, ce qui implique que le produit scalaire $\vec{E}_{LO}(\tau_i).\vec{E}_r(\tau_i)$ change également.

En privilégiant la mesure du champ rétrodiffusé selon **un seul axe de polarisation** (celui de l'oscillateur local), on engendre des positions où l'intensité mesurée I_d sera nulle. Ce phénomène est connu sous le nom de ***fading de polarisation*** [11], [18].

Pour conclure, **on cherche en priorité un montage permettant la mesure des variations locales de la phase pour détecter et analyser les variations de contraintes à longue distance,** ce qui justifie l'utilisation d'un interrogateur basé sur un montage φ-OTDR à détection cohérente.

Néanmoins, **minimiser les phénomènes de fading de polarisation** et **fading cohérent,** qui entraînent des pertes localisées de la puissance détectée, demeure un enjeu primordial pour l'amélioration des performances des interrogateurs DAS.

I.1.3.4. Réflectométrie Optique dans le Domaine Fréquentiel (OFDR)

Il existe une autre façon d'analyser le signal rétrodiffusé cette fois dans le domaine fréquentiel. La technologie OFDR est à privilégier lorsque l'on cherche à éviter les limitations de résolution que nous avons évoquées dans le paragraphe précédent (qui sont de l'ordre du mètre en OTDR). En contrepartie, les interrogateurs basés sur cette technologie ne rivalisent pas avec les OTDR en termes de portée et se concentrent en général sur des applications utilisant des fibres de **quelques centaines de mètres à la dizaine de kilomètres** [19]. De fait, la réflectométrie fréquentielle ne sera plus mentionnée dans les autres chapitres de cette thèse. Néanmoins, on en présente succinctement son principe de fonctionnement dans cette section car il pose les bases d'autres technologies visant des applications de longue distance.

Contrairement, à l'OTDR ce n'est pas un signal impulsionnel qui est envoyé dans la fibre mais un signal laser continu. Ce signal continu est modulé linéairement en fréquence, périodiquement, sur une plage Δf_{mod} pendant une durée T_{mod}, caractéristiques du balayage en fréquence (chirp). Ainsi un taux de modulation K est défini tel que :

$$K = \frac{\Delta f_{mod}}{T_{mod}} \qquad \text{I-33}$$

La fréquence instantanée f_i du signal initial injecté dans la fibre dépend alors temporellement de ce taux de modulation :

$$f_i(t) = f_0 + Kt \qquad \text{I-34}$$

où t représente la variable temps définie dans le référentiel de l'acquisition des mesures et f_0 la fréquence initiale à $t = 0$. Le signal rétrodiffusé en chaque position possède donc cette même modulation, puisque la rétrodiffusion Rayleigh est un phénomène élastique, mais est déphasé d'un retard τ par rapport à l'origine. Ce retard τ correspond au temps de parcours aller-retour de la lumière associé à une position z de la fibre, défini I-15. On peut donc écrire pour chaque position la fréquence f_r du signal rétrodiffusé correspondant :

$$f_r(z,t) = f_0 + K(t - \tau(z)) \qquad \text{I-35}$$

Pour procéder à la mesure OFDR, le signal rétrodiffusé est ensuite mélangé à une partie du signal initial modulé à la fréquence f_i, qui constitue l'oscillateur local (LO) après propagation dans un bras de référence isolé thermiquement et mécaniquement. Le montage permettant la mesure OFDR est présenté Figure 8(a).

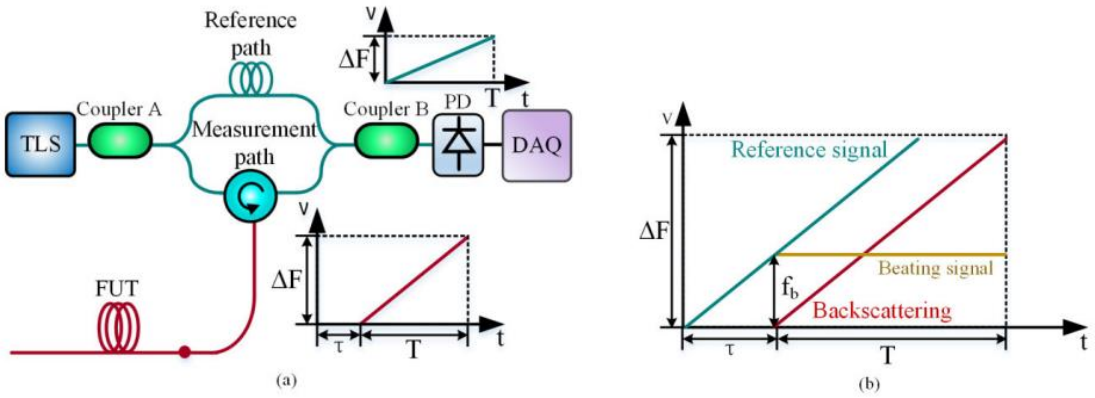


Figure 8 : (a) Montage d'un système OFDR (b) Représentation schématique de la fréquence de battement f_b entre le signal de référence et le signal rétrodiffusé. Figure extraite de [19].

On peut définir ce retard τ par rapport au signal de référence comme la différence de temps de parcours entre le LO et le signal rétrodiffusé. Le signal final qui est analysé en OFDR correspond donc à l'interférence résultante de la somme de l'oscillateur local et du signal rétrodiffusé.

En absence de perturbation, on mesure donc un battement qui correspond à l'interférence d'un signal modulé linéairement avec le même signal déphasé de τ. C'est le spectre de ce signal qui est analysé en OFDR. **Chaque position est associée à une fréquence de battement $f_b(t)$ qui correspond à la différence entre $f_i(t)$ la fréquence du LO et $f_r(t,z)$ la fréquence du signal rétrodiffusé. Cette fréquence f_b ne varie pas pour une distance donnée bien que les valeurs absolues des fréquences varient elles dans le temps**. Cette fréquence de battement est indiquée Figure 8(b). En absence de perturbation cette différence est donc constante pour chaque position et s'écrit pour chaque temps t :

$$f_b(z) = K\tau = \frac{\Delta f_{mod}}{T_{mod}} \frac{2}{v_g} z \qquad \text{I-36}$$

Dans le domaine de Fourier, chaque position est donc associée à un pic de fréquence f_b proportionnelle à z et à K. La différence de fréquence entre deux positions, $z_1$et z_2, séparées de la distance minimale ΔZ pour être discernées par le système s'écrit donc :

$$\delta f = f_b(z_1) - f_b(z_2) = \frac{\Delta f_{mod}}{T_{mod}} \frac{2}{v_g} \Delta Z \qquad \text{I-37}$$

On retrouve ainsi que pour gagner en précision sur la mesure de la différence δf, la plage de modulation de fréquence doit être augmentée tout en restant linéaire afin que f_b reste invariant pour une position donnée. Pour un système OFDR, la résolution spatiale ΔZ est donc inversement proportionnelle à Δf_{mod} et les deux paramètres sont liés par la relation :

$$\Delta Z = \frac{v_g}{2\Delta f_{mod}} \qquad \text{I-38}$$

Typiquement pour les interrogateurs les plus performants du marché, les résolutions spatiales peuvent atteindre quelques micromètres et permettre la caractérisation précise de composants optiques très fins [20].

Cette technologie est alors limitée par la mise en place d'une modulation parfaitement linéaire du signal, qui est en pratique compliquée à réaliser expérimentalement sur de larges plages de modulation [21]. Des asservissements de la modulation fréquentielle ou des algorithmes de correction implémentés dans le traitement du signal rétrodiffusé doivent être mis en place pour gagner en précision sur la résolution spatiale ΔZ. Ces techniques ainsi que le principe détaillé du DAS basé sur la technologie OFDR sont détaillées dans les travaux de thèse de la référence [22].

De plus, si l'on considère le retard maximum τ_{max}, correspondant au décalage temporel du signal rétrodiffusé en fin de la fibre, alors la fréquence de battement correspondante $f_b(L_{fibre})$ est proportionnelle à la longueur de fibre, selon I-36. Autrement dit, plus la longueur de fibre est longue plus la fréquence de battement est grande et on peut rapidement se retrouver limité par la fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition, qui doit être deux fois supérieure à cette valeur de f_b selon le critère de Nyquist.

Lorsque cette technologie est utilisée pour la détection de contrainte, c'est la période de modulation T_{mod} qui va déterminer la bande passante utile du capteur. Cette durée doit être plus grande que le temps de parcours de la fibre pour assurer que chaque retour de signal soit bien associé à la bonne fréquence d'émission et donc $T_{mod} \geq \tau_{max}$. Concrètement, si cette condition n'est pas respectée, le signal rétrodiffusé en fin de fibre viendrait interférer avec une autre portion du balayage fréquentiel. La condition sur la bande passante acoustique du capteur distribué s'écrit alors :

$$\Delta F_{ac} = \frac{1}{2T_{mod}} \qquad \text{I-39}$$

Contrairement à la méthode impulsionnelle, l'analyse en fréquence du signal rétrodiffusé continu introduit une restriction beaucoup moins forte sur la bande passante acoustique puisque les longueurs de fibres utilisées sont plus courtes. La bande passante ΔF_{ac} peut donc atteindre plusieurs centaines de kilohertz voire mégahertz bien que le même compromis entre longueur de fibre et bande passante acoustique demeure.

Les interrogateurs basés sur la technologie **OFDR** sont donc particulièrement performants en termes de **résolution spatiale et de bande passante acoustique**. Ce sont des outils permettant de

caractériser avec précision les défauts et les perturbations de lignes optiques de l'ordre **de la centaine de mètres**. Comme nous l'avons précisé au début de cette section, l'analyse fréquentielle de la rétrodiffusion n'est donc pas à privilégier lorsqu'on vise des applications nécessitant une utilisation à longue distance.

I.1.3.5. Technologies mixtes (non exhaustif)

Face aux différentes restrictions intrinsèques aux deux technologies, OTDR et OFDR, détaillées dans les sections précédentes. Plusieurs équipes ont travaillé à développer des variations innovantes de méthode d'analyse de la rétrodiffusion, s'inspirant de la réflectométrie temporelle et fréquentielle. L'objectif principal étant de conserver les avantages de chaque méthode en combinant la résolution fine d'un OFDR et la longue portée d'un OTDR.

Chirped Pulses – φOTDR (CP-φOTDR)

En 2016, l'utilisation d'impulsions classiques (à fréquence constante) en OTDR a été remise en question, notamment pour lutter contre les effets de fading interférométrique [23]. Le CP-OTDR introduit alors dans le montage φ-OTDR une modulation linéaire de la fréquence en fonction du temps et un étirement des impulsions injectées. Ainsi, la fréquence instantanée varie pendant la durée d'impulsion.

La présence de contraintes sur la fibre génère des changements d'indice aux positions d'excitations (voir section I.1.1). Ce changement d'indice Δn peut alors être compensé par une variation de fréquence $\Delta\vartheta$. A partir de cette variation de fréquence, il est ensuite possible d'identifier la position d'une contrainte. En effet, le balayage en fréquence dépendant du temps, la présence de la contrainte se traduit par un décalage spatial $\Lambda(t)$ de la trace OTDR. **Cette mesure se fait alors en détection directe et c'est la variation d'intensité de la trace qui est mesurée au cours du temps**.

La résolution spatiale ΔZ d'un tel système n'est plus directement liée à la durée d'impulsion T_p mais elle en reste dépendante, puisqu'elle devient proportionnelle à un temps de corrélation qui est plus court mais qui reste du même ordre de grandeur que T_p. Cependant, en combinant réflectométrie temporelle et modulation de fréquence, cette technologie réduit efficacement les phénomènes de fading. En un seul scan de la fibre, la trace est sondée à plusieurs fréquences ce qui « moyenne » les interférences.

D'autres technologies basées sur le balayage en fréquence ont ensuite émergées dans la littérature. Par exemple, en utilisant une technologie basée sur une impulsion balayée en fréquence et une **détection cohérente** pour une résolution spatiale de $10\ m$, la fibre peut être sondée jusqu'à $75\ km$ [24].

Pour aller encore plus loin, il est proposé d'ajouter une méthode de diversité de fréquence à l'interrogateur CP-OTDR, créant ainsi un FD-CP-OTDR [25]. La fibre est alors sondée en utilisant vingt impulsions modulées en fréquence. Chacune de ces impulsions, d'indice i, possède en fait une modulation différente centrée autour d'une fréquence f_i décalée de $10\ MHz$ par rapport à la fréquence centrale des impulsions plus longues. La fibre étant sondée par d'autant plus de fréquences, cette technologie réduit efficacement les interférences intra-impulsions.

Time Gated Domain – OFDR (TGD-OFDR)

A partir de 2018, une seconde approche va se développer et consiste à se baser sur le fonctionnement d'un OFDR en conservant une modulation fréquentielle linéaire de la source mais en ajoutant une étape de **fenêtrage temporel** sur le signal injecté. Cette technologie est appelée TGD-OFDR. Le signal injecté

dans la fibre n'est plus continument modulé comme pour l'OFDR mais est plus rapidement modulé pour certains intervalles temporels. Finalement, cela revient également à utiliser des impulsions modulées linéairement en fréquence.

Le temps de balayage de la modulation en fréquence T_{mod} est donc raccourci car il n'est plus limité par la durée τ_{max} de propagation de la lumière aller-retour dans la fibre. Le signal rétrodiffusé est ensuite exploité et analysé uniquement sur la fenêtre temporelle où se trouve la modulation. Ce traitement introduit une limitation temporelle qui semble se rapprocher de l'OTDR tout en gardant une résolution spatiale ΔZ décorrélée de la largeur de la porte mais liée à la plage de modulation Δf_{mod}.

Cette méthode permet d'atteindre une portée comparable voir supérieure à un OTDR classique pour des résolutions de l'ordre de quelques mètres [26]. Cependant, cette technologie reste toujours fortement dépendante des problèmes de linéarité de modulation propre à l'OFDR.

Ces deux méthodes, TGD-OFDR comme CP-φOTDR, reposent donc à la fois sur **le balayage linéaire de la fréquence du signal de sonde et une partie d'analyse dans le domaine temporel de l'évolution de la rétrodiffusion.** Elles restent toutefois très différentes dans leur approche, l'une naissant de la volonté d'améliorer la portée de l'OFDR et l'autre de l'ambition d'optimiser les performances de l'OTDR. Ces deux technologies ont également en commun un traitement numérique du signal complexe. L'analyse digitale de la rétrodiffusion s'appuie sur l'utilisation de différents **algorithmes de corrélation, filtres adaptés et fenêtrage temporel** ce qui font de ces deux méthodes d'interrogation deux techniques très abouties mais aussi coûteuses.

A partir de l'état de l'art réalisé dans cette section, trois technologies se distinguent donc pour la mesure DAS de longue portée : φ-OTDR, CP-φ-OTDR et TGD-OFDR. L'objectif de cette thèse est de se concentrer sur la limite en portée définie par la présence d'effets non linéaires à haute puissance optique. L'existence d'une puissance critique caractéristique du régime non linéaire est intrinsèque à la propagation de signal dans une fibre et donc au principe de réflectométrie. De fait, **cette limite est aussi commune à toutes les technologies citées dans cette section.**

Pour étudier le régime non linéaire, il parait donc plus logique de se concentrer sur **la technologie de référence en termes de longue distance qui demeure le φ-OTDR**. Son principe de fonctionnement nous permettra de clairement identifier les modifications liées à la présence d'effets non linéaires. Partir du montage le plus simple, nous laisse le champ libre à l'apport de modification sans compromettre le principe de la mesure ou le traitement de la rétrodiffusion.

I.1.4. Paramètres et principe de la mesure DAS

Cette partie se consacre à la description du fonctionnement d'un capteur acoustique distribué basé sur la technologie φ-OTDR. Dans un premier temps, l'objectif est donc de comprendre les principes physiques permettant de retrouver la position et l'amplitude d'une contrainte à partir d'une mesure du signal optique. Pour ce faire, le rôle de chaque paramètre de la mesure DAS et les grandes étapes du traitement sont détaillés et les différents critères qui permettent d'évaluer les performances d'un interrogateur sont également synthétisés.

I.1.4.1. Principe et paramètres clés de la mesure DAS (définitions et unités)

Dans cette partie, on se focalise spécifiquement sur le principe de fonctionnement des capteurs à fibre distribués basés sur la technologie φ-OTDR. L'objectif est de comprendre comment **à partir de la mesure sensible à la phase du signal rétrodiffusé, on retrouve la variation et la position d'une contrainte** appliquée à la fibre. Le principe de fonctionnement de la mesure DAS peut être retrouvé en

détails dans plusieurs références [2], [27]. Chaque étape décrite dans cette section est illustrée ci-dessous Figure 9.

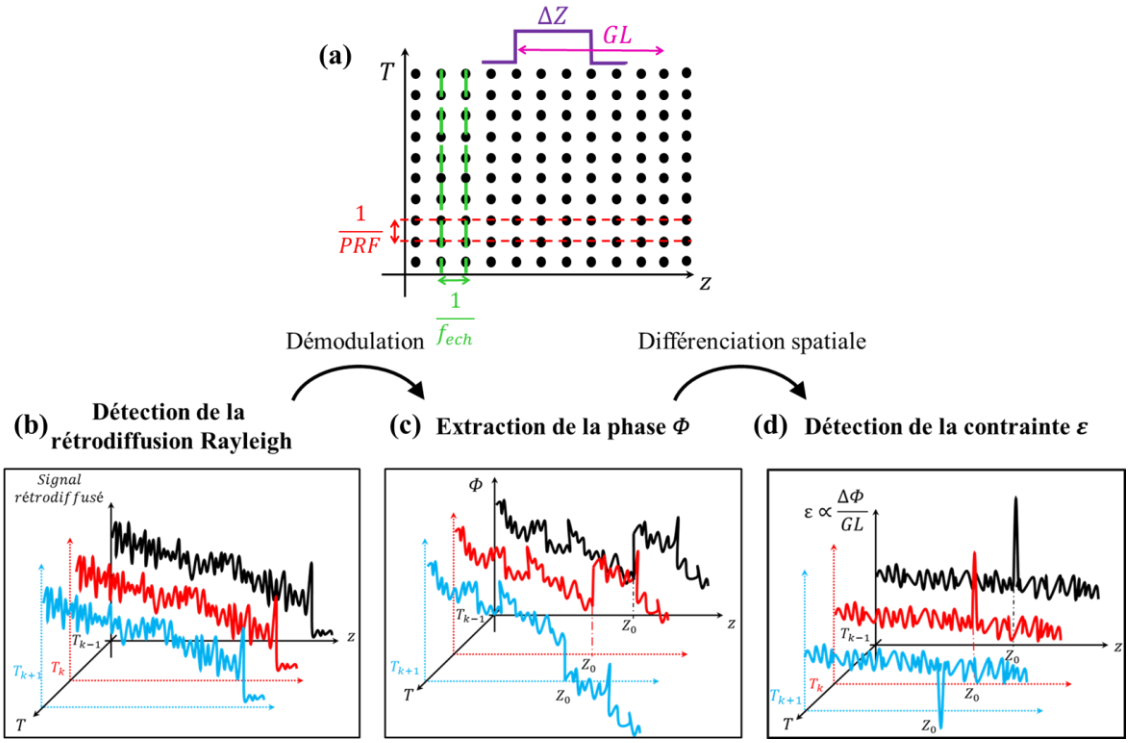


Figure 9 : Etapes de traitement du DAS permettant d'obtenir la variation temporelle de la contrainte en fonction de la position dans la fibre à partir du signal rétrodiffusé. (a) Matrice des données mesurées (b) Evolution du signal rétrodiffusé (c) Evolution de la phase accumulée déroulée (d) Evolution de la déformation.

Première étape : Mesures de la variation des traces φ-OTDR au cours du temps

La mesure φ-OTDR garantit d'obtenir pour chaque impulsion envoyée à l'instant T_k dans la fibre et pour chaque position z_i une valeur de $I_d(z_i, T_k)$, intensité détectée dépendante du signal rétrodiffusé, contenant l'information de la phase, nommée précédemment ϕ_r. Les fichiers générés par l'interrogateur DAS s'organisent donc comme une matrice de donnée, représentée à la Figure 9(a) dont les lignes représentent l'intensité détectée pour une seule impulsion mesurée en fonction du temps de vol τ_i converti ensuite en position z_i.

Ainsi, comme nous l'avons mentionné plus haut, **le taux de répétition des impulsions**, que l'on appelle généralement **PRF (Pulse Rate Frequency)** en DAS, fixe tous les instants à laquelle la fibre est sondée, ce qui par définition conditionne la bande passante utile du capteur acoustique selon la relation I-19. Dans la matrice représentée Figure 9(a), chaque colonne correspond donc à la variation temporelle de $I_d(z_i, T_k)$, pour une position z_i, échantillonnée à la fréquence du PRF. Le lien entre les temps T_k et le PRF s'écrit donc:

$$T_{k+1} - T_k = \frac{1}{PRF} \qquad \text{I-40}$$

La **durée d'acquisition T_{acq}**, qui influence le nombre d'impulsions injectées et donc le nombre de traces mesurées, va ensuite conditionner la **résolution fréquentielle** de la mesure. Ainsi, la mesure DAS consiste en une succession de traces φ-OTDR, représentées Figure 9(b), que l'on analyse pour obtenir la variation de contrainte. Comme vu précédemment, la résolution spatiale minimale ΔZ de la mesure

est définie par la durée d'impulsion T_p et constitue finalement, pour chaque point $I_d(z_i, T_k)$, la plage de distance intégrée autour de ce point.

Des mesures sont ajoutées à titre illustratif. Une mesure brute typique est présentée ci-dessous Figure 10(a) pour une durée d'acquisition de $T_{acq} = 0.4\ s$, une longueur de fibre de $L_{fibre} = 8\ km$ et un émulateur de contrainte (piézo-électrique) positionné au 3ième kilomètre. Les variations de l'amplitude associée, qui peuvent être extraites de la cartographie Figure 10(a), sont également présentées Figure 10(b). On peut distinguer les effets de fading qui se traduisent par des fluctuations de l'amplitude des traces résultant en des positions de fortes et de faibles amplitudes (lignes verticales de couleurs variables).

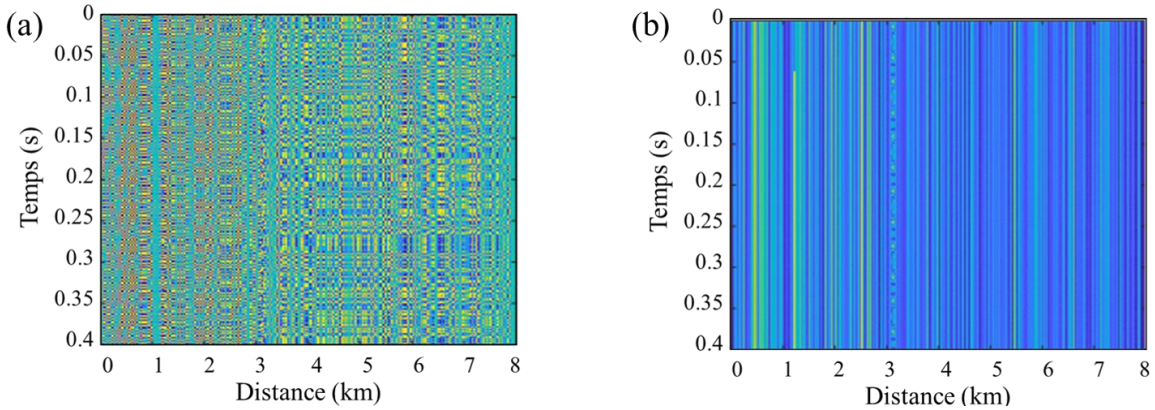


Figure 10 : (a) Evolution du signal rétrodiffusé brute et (b) Evolution de l'amplitude associée en fonction du temps et de la position pour une durée d'acquisition de 0.4 s et une fibre de 8 km. Figures extraites de [28].

On cherche ensuite à extraire de ces mesures la variation de la phase afin de déterminer en chaque position la variation de contrainte. La phase intégrée, extraite par démodulation du signal détecté, est comprise dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$. L'évolution de la phase extraite des précédentes mesures Figure 10(a) est présentée ci-dessous Figure 11.

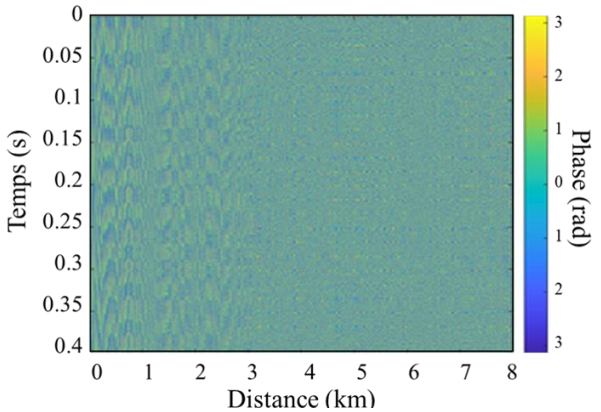


Figure 11 : Evolution de la phase intégrée après démodulation en fonction du temps et de la position pour une durée d'acquisition de 0.4 s et une fibre de 8 km. Figure extraite de [28].

Deuxième étape : Analyse de la trace φ-OTDR

En absence de perturbations, les fluctuations de la phase du signal rétrodiffusé sont aléatoires, conditionnées par la position et la densité d'impuretés dans la fibre (vu section I.1.3.2.3). Cette distribution de défauts est propre à la fibre sondée et invariante dans le temps en absence de perturbations. Si on considère maintenant une fibre idéalement isolée, avec une unique contrainte

$\varepsilon(z_0, T_k)$ qui varie temporellement et est appliquée en une position z_0. Après avoir atteint cette position, le signal laser continue de se propager dans la fibre. A la position suivante, la phase du signal s'écrit :

$$\Phi(z_0 + dz, T_k) = \int_0^{z_0+dz} k_0 n(z, T_k)\, dz \qquad \text{I-41}$$

$$= \int_0^{z_0} k_0 n(z, T_k)\, dz + \int_{z_0}^{z_0+dz} k_0 n(z, T_k)\, dz \qquad \text{I-42}$$

Et donc en introduisant la variation de phase induite par la perturbation $\varepsilon(z_0, T_k)$, cette égalité devient :

$$\Phi(z_0 + dz, T_k) = k_0 n z_0 + \frac{2\pi n dz \xi}{\lambda_0} \varepsilon(z_0, T_k) + k_0 n dz \qquad \text{I-43}$$

Ainsi, malgré une absence de contrainte en la position $z_0 + dz$, la phase du signal varie temporellement car **elle intègre les déphasages associés à toutes les précédentes positions, raison pour laquelle on parle d'accumulation de phase**. Il en résulte que pour toutes les positions de la fibre, la phase du champ rétrodiffusé mesurée vérifie :

$$\begin{cases} \varphi_r(z, T_k) = \varphi_r(z, 0), & \forall z < z_0 \\ \varphi_r(z, T_k) = \varphi_r(z, T_k), & \forall z \geq z_0 \end{cases} \qquad \text{I-44}$$

La présence d'une perturbation va donc se traduire par une discontinuité dans la trace caractéristique d'un saut de phase à la position z_0 de la contrainte, illustré à la Figure 9(c), dont l'amplitude entre deux traces dépend du taux de variation de la contrainte.

En déroulant la phase brute du résultat expérimental présenté Figure 11, grâce à une fonction dite d'unwrapping, on peut visualiser sur la figure ci-dessous un saut de phase à une position $z_0 = 3\ km$, caractéristique de la présence d'une contrainte. Comme attendu, on observe les variations de phase liées à cette contrainte sur toutes les positions qui suivent la position du saut de phase.

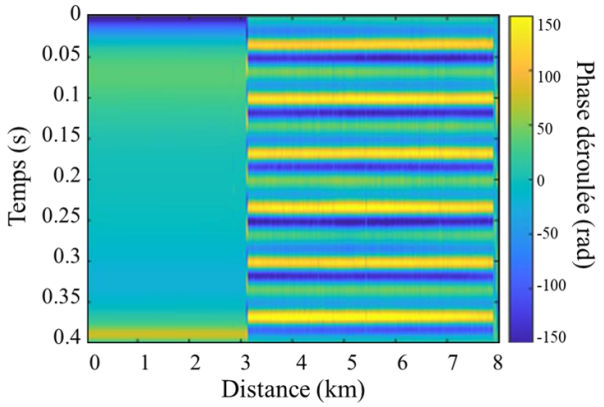


Figure 12 : Evolution de la phase accumulée déroulée en fonction du temps et de la position pour une durée d'acquisition de 0.4 s et une fibre de 8 km et un émulateur de contrainte positionné au 3ième kilomètre. Figure extraite de [28].

Lorsque l'on considère plusieurs perturbations le long de la fibre et le bruit causant des variations temporelles du déphasage tout le long de la propagation, la phase accumulée en fin de fibre va intégrer toutes ces fluctuations, c'est pourquoi la détection de perturbation par simple lecture des sauts de phase n'est pas utilisée. Il est plutôt d'usage de procéder à **une différenciation spatiale de la phase**. **La**

dérivée spatiale transforme la détection des sauts de phase à une identification claire de pics de Dirac dans la trace que l'on visualise Figure 9(d).

En reprenant le cas précèdent d'une unique perturbation $\varepsilon(z_0, T_k)$, la différenciation de la phase s'écrit :

$$\frac{\Phi(z_0 + dz, T_k) - \Phi(z_0, T_k)}{dz} = \frac{2\pi n \xi}{\lambda} \varepsilon(z_0, T_k) \qquad \text{I-45}$$

Et pour les autres positions, la quantité $\frac{d\Phi}{dz}$ est indépendante des variations de la contrainte $\varepsilon(z_0, T_k)$. En pratique, le paramètre définissant la longueur sur laquelle la phase est différenciée est appelée **longueur de jauge (GL – Gauge Length)** et fixe la résolution effective du capteur, i.e. la précision avec laquelle la position de la contrainte est identifiée. L'égalité précédente est simplifiée en :

$$\frac{\Delta\Phi}{GL} = \frac{2\pi n \xi}{\lambda} \varepsilon \qquad \text{I-46}$$

Le résultat expérimental précédent (Figure 12) est présenté après traitement par différenciation spatiale de la phase sur la Figure 13. La variation de phase liée à la contrainte est maintenant clairement localisée en une position sur une longueur de jauge, résolution effective du capteur distribué.

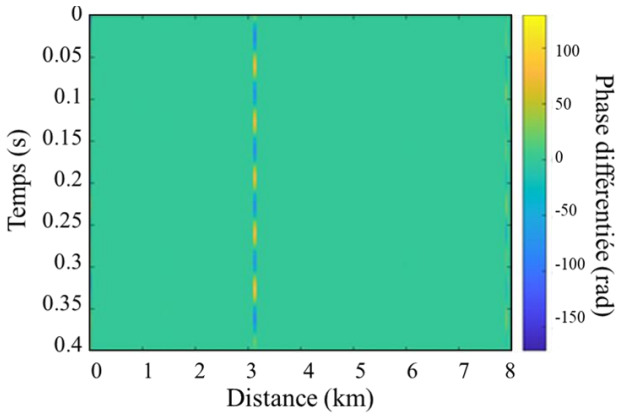


Figure 13 : Evolution de la phase accumulée différenciée en fonction du temps et de la position pour une durée d'acquisition de $0.4s$ et une fibre de 8 km. Figure extraite de [28].

La longueur de jauge est un paramètre clé et la relation I-46 introduit un des principes primordiaux de la mesure DAS. **En appliquant une dérivée spatiale, on procède mathématiquement à un filtrage spatial de la phase qui coupe les variations de phase agissant sur des distances inférieures à la longueur de jauge**.

Remarque :

De plus, cette égalité permet de comprendre l'influence du bruit sur la mesure de phase et de la longueur de jauge sur les performances du capteur. Pour augmenter la précision sur la mesure de contrainte ε, on va chercher à diminuer le rapport $\frac{\Delta\Phi}{GL}$. On peut donc augmenter la longueur de jauge, ce qui détériore la résolution spatiale effective du capteur, mais il faut surtout assurer la détection des plus petites variations de phase $\Delta\Phi$ et donc réduire au maximum le bruit du système de détection.

Cette opération de différenciation est réalisée expérimentalement dans les étapes de traitement du signal rétrodiffusé détecté. Les deux positions choisies pour réaliser la différenciation spatiale doivent être au minimum séparées de la résolution spatiale minimale ΔZ pour garantir que les phases de ces positions soient différenciables par l'interrogateur, ce qui introduit la condition :

$$GL \geq \Delta Z \qquad \text{I-47}$$

Remarque :
Si cette condition n'était pas respectée, on procéderait à une différentiation de la phase de signaux rétrodiffusés éclairés par une même impulsion. En présence d'une contrainte, ces deux phases contiendraient l'information de la perturbation $\varepsilon(z_0, T_k)$ qui module l'impulsion et cela annulerait l'équation I-45, empêchant la linéarité de la mesure de contrainte. Ainsi, le choix de la longueur de jauge dépend souvent des applications visées mais, en pratique, un bon compromis entre linéarité de la mesure et optimisation de la résolution spatiale effective est de choisir $GL = 2\Delta Z$ [2].

Une fois la différenciation de phase spatiale effectuée, la variation de déformation (le strain) en fonction de la position peut être calculée à partir de I-46. Une dernière étape, qui n'est présente que pour certaines applications, consiste à analyser le taux de déformation temporel plutôt que la déformation elle-même en procédant à la différentiation temporelle de la contrainte sur un temps court dT. Le taux de déformation, appelé strain rate et noté SR, et s'écrit alors comme :

$$SR = \frac{d\varepsilon}{dT} \qquad \text{I-48}$$

Remarque :
Analyser le taux de déformation SR plutôt que la déformation ε peut faciliter la détection de signaux très rapides et/ou filtrer les variations lentes de contraintes en choisissant astucieusement le paramètre dT pour l'application d'intérêt. Par exemple, lorsqu'il s'agit d'identifier précisément dans le temps des activités sismiques ou des perturbations isolées (rupture, explosion) les interrogateurs privilégient souvent cette approche.

La discrétisation finale du signal rétrodiffusé et de la phase différenciée est en pratique donnée par la fréquence f_{ech} du système d'acquisition qui peut être ajustée. Cependant, la fréquence choisie doit toujours assurer de récupérer au minimum un point par impulsion de largeur T_p en cohérence avec la résolution spatiale ΔZ. Cette condition se traduit comme :

$$f_{ech} \geq \frac{1}{T_p} \qquad \text{I-49}$$

Remarque :
Cet échantillonnage n'a pas d'effet sur la taille réelle du capteur virtuel qui est dictée par la longueur de jauge. Cependant, au plus cette fréquence d'échantillonnage f_{ech} est grande et au plus le signal rétrodiffusé sera fidèlement numérisé, garantissant une démodulation de la phase plus propre.

En conclusion, les détails du traitement numérique du signal rétrodiffusé (discrétisation, différenciation temporelle, moyenne) est propre à chaque interrogateur mais la donnée de sortie, **la déformation $\boldsymbol{\varepsilon}$ (appelée strain) est toujours définie sur une longueur de jauge $\boldsymbol{GL}$ représentant la résolution spatiale effective sur laquelle est effectuée la différenciation de phase $\boldsymbol{\Delta\Phi}$**.

Cette longueur est toujours **plus grande que la résolution spatiale minimale $\boldsymbol{\Delta Z}$** qui est proportionnelle à la taille de l'impulsion T_p.

La **bande passante utile acoustique $\boldsymbol{\Delta F_{ac}}$ du capteur est donnée par la moitié du taux de répétition (PRF) et diminue avec l'allongement de la portée**.

Enfin, l'échantillonnage du signal de sortie est déterminé par la fréquence d'échantillonnage f_{ech} du système d'acquisition qui n'influence pas la résolution spatiale du capteur mais peut influencer sa précision.

I.1.4.2. Critères de performances

Il existe plusieurs paramètres clés pour l'évaluation des performances d'un interrogateur DAS qui sont d'ailleurs communs à beaucoup de capteurs acoustiques. Les protocoles de mesure pour déterminer rigoureusement la valeur de ces paramètres dans le cadre particulier des capteurs acoustiques distribués à fibre optique ont été standardisés en 2024 dans le document SEAFOM [27]. Ainsi, ce document rassemble des normes permettant de faciliter la comparaison des performances de différents interrogateurs.

Les principaux paramètres sur lesquels les performances d'un interrogateur DAS sont évaluées sont :

- Son **plancher de bruit**, qui quantifie le bruit système de l'interrogateur en absence de perturbations extérieures
- Sa **résolution spatiale effective**, qui correspond au paramètre GL défini précédemment et qui est au minium égal à la **résolution spatiale minimale** ΔZ
- Sa **précision**, qui quantifie sa capacité à retrouver fidèlement un signal extérieur à une fréquence donnée
- Sa **plage de dynamique**, qui définit la gamme d'amplitude de signaux que le capteur peut détecter

Dans le cadre de cette thèse, nous ne rentrerons pas dans le détail de l'évaluation de chacun de ces critères puisque l'on souhaite se concentrer sur **la portée** de l'interrogateur DAS. Ainsi, on propose plutôt de s'intéresser dans cette section au protocole de traitement du signal détecté qui est utilisé pour analyser nos résultats expérimentaux dans la suite de la thèse. Pour quantifier une augmentation de portée, on s'intéresse particulièrement à la manière de **définir un niveau de bruit à une longueur de fibre donnée**.

Les grandes étapes de l'évaluation du plancher de bruit sont rassemblées dans le schéma bilan ci-dessous :

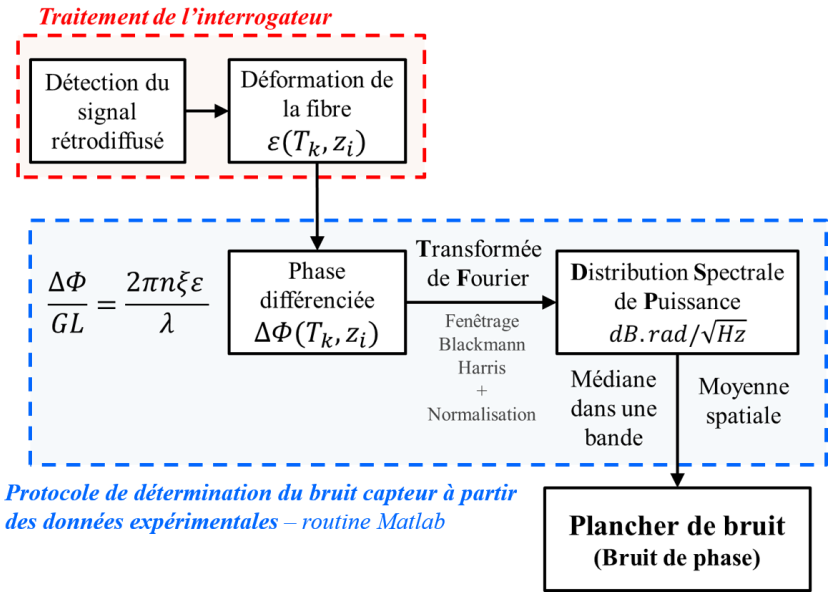


Figure 14 : Schéma bloc représentatif des étapes du protocole de détermination du plancher de bruit préconisé par le SEAFOM [27].

Pour définir un niveau de bruit indépendant de la longueur de jauge considérée, il convient d'analyser **le bruit de l'interrogateur sur la phase différenciée, mesurée dans un environnement calme**. Pour un interrogateur commercial, dont la donnée de sortie est le plus souvent directement le strain ou le strain rate, il convient donc de revenir à la phase différenciée grâce à la relation I-46, ce qui correspond au passage du bloc rouge au bloc bleu dans la Figure 14.

Le plancher de bruit est alors défini par une étape de calcul de la Densité Spectrale de Puissance (DSP) de la phase différenciée du signal rétrodiffusé. Cette étape est réalisée via un fenêtrage de Blackmann Harris puis une transformée de Fourier normalisée. **On évalue ce plancher comme la puissance médiane de la phase différenciée dans une bande de fréquence**. Dans le cadre d'une analyse de plancher de bruit, la bande de fréquence est prise idéalement assez large, soit plusieurs dizaines de kilohertz, loin des bruits d'électroniques de basse fréquence en $1/f$.

La DSP s'exprime donc en fonction du rapport entre la puissance de la phase différenciée et la bande passante du capteur :

$$DSP = 10\log\left(\frac{|TF(\Delta\Phi)|^2}{\Delta F_{ac}}\right) \qquad \text{I-50}$$

Le bruit de phase de l'interrogateur en une position est défini comme **la puissance médiane dans une bande de fréquence de la phase différenciée et s'exprime en $dB.rad/\sqrt{Hz}$ ou $dB.rad^2/Hz$.**

Le calcul de la transformée de Fourier est effectué grâce à une routine MATLAB (existante en amont de la thèse) selon le protocole détaillé dans le document de référence [27] en utilisant un filtrage passe haut puis un fenêtrage de Blackman Harris avec normalisation associée. Pour obtenir un niveau de bruit représentatif des performances globales à une distance, le résultat de la DSP doit ensuite être moyenné spatialement sur une fenêtre de plusieurs longueurs de jauge (au moins une centaine conseillée).

I.2. Solutions pour l'augmentation de la portée (non exhaustif)

Avec l'élargissement de son champ d'application et l'émergence d'un important marché autour des capteurs à fibre distribués, les technologies de réflectométrie ont connu un fulgurant regain d'attention ces dix dernières années. L'intérêt grandissant pour éviter les restrictions de portée, bande passante et résolution spatiale des méthodes traditionnelles, OTDR et OFDR, a donné lieu à l'élaboration d'une multitude de technologies dérivées. Il est impossible de rendre compte dans son entièreté de la diversité de travaux existants et de toutes les architectures DAS qui en découlent, mais nous proposons de faire l'état de l'art de technologies marquantes qui ont largement participé à l'évolution des capteurs à fibres distribués et qui pourraient trouver leur place dans le contexte particulier de cette thèse s'intéressant à l'augmentation de la portée.

Ces éléments du montage peuvent agir sur le signal de sonde ou le signal rétrodiffusé à travers des modifications au niveau de la détection, de la modulation, de l'amplification ou de la ligne optique.

I.2.1. Evolution du bloc de détection : amélioration de la détection cohérente

Dans un premier temps, pour améliorer la détection de faibles signaux et donc la sensibilité et la portée de l'interrogateur, le bloc de détection cohérente détaillé dans la section I.1.3.2.3 peut être modifié. Pour ce faire, la première étape est de **passer d'une détection homodyne à une détection auto-hétérodyne**, ce qui revient à introduire un décalage en fréquence entre l'oscillateur local de référence et le signal que l'on souhaite analyser [15]. Le plus simple pour introduire ce décalage en

fréquence dans un montage C-OTDR est d'utiliser un AOM pour la modulation en intensité qui introduit d'office un décalage f_{AOM} sur le signal modulé. L'intensité détectée I_d devient :

$$I_d(\tau_i) = I_{LO} + I_r + 2\sqrt{I_{LO}I_r}\cos\left(2\pi f_{AOM} + \phi_r(\tau_i) - \phi_{LO}(\tau_i)\right) \qquad \text{I-51}$$

L'évolution du signal rétrodiffusé en fonction de la position, liée au temps de vol τ, est donc donnée par l'analyse du **battement entre le LO et le signal rétrodiffusé, modulé à la fréquence porteuse f_{AOM}. Le décalage fréquentiel f_{AOM} introduit l'avantage de s'éloigner spectralement des basses fréquences et donc du bruit d'électronique**, ce qui permet également d'augmenter le rapport signal à bruit de la mesure.

Ensuite, en remplaçant le photodétecteur par une détection balancée via l'utilisation de deux photodiodes, on peut supprimer la composante continue du signal interférométrique. Le montage C- OTDR ainsi modifié est présenté ci-dessous.

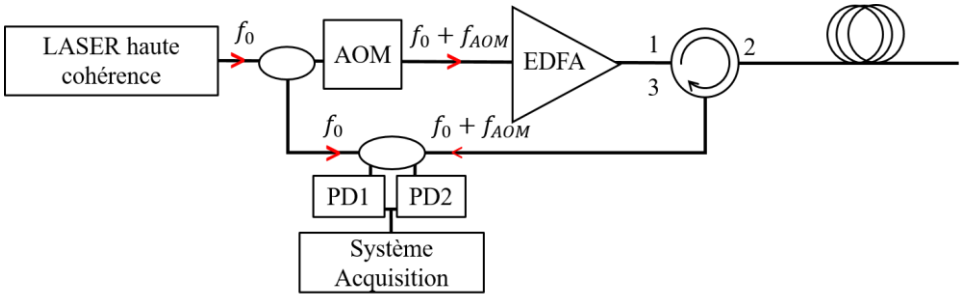


Figure 15 : Représentation schématique d'un montage C-OTDR avec détection cohérente auto-hétérodyne balancée. AOM : Modulateur Acousto-Optique, PD : Photodiode, EDFA : Amplificateur à Fibre Dopée Erbium.

L'expression de l'intensité rétrodiffusée mesurée évolue et s'écrit maintenant :

$$I_d(\tau_i) = 4\sqrt{I_{LO}I_r}\cos\left(2\pi f_{AOM} + \phi_r(\tau_i) - \phi_{LO}(\tau_i)\right) \qquad \text{I-52}$$

Ainsi, on réduit l'influence du bruit d'intensité de la source, qui génère des fluctuations dans le signal ce qui facilite l'interprétation du signal à démoduler.

Pour réaliser la différenciation spatiale de ϕ_r qui permet ensuite de remonter à la variation de contrainte ε (vu section I.1.4.1), une dernière étape de démodulation du signal sinusoïdal de l'équation I-52 doit être ajoutée. Une comparaison de différentes options de démodulation utilisées pour des applications de capteurs acoustiques à fibre est proposée dans la référence [29]. Une première solution est de procéder numériquement à une **transformée de Hilbert**, autrement dit, en créant numériquement un complexe à partir d'un signal réel on déduit $\phi_r - \phi_{LO}$ directement à partir de I_d (avec seulement le cosinus). La seconde option est **une démodulation IQ** qui consiste à générer un signal I en phase avec le LO (cosinus) et un autre signal Q en quadrature de phase (sinus) pour retrouver proprement le déphasage sans ambiguïté de signe. Le fonctionnement de la démodulation IQ sera repris en détail dans le chapitre suivant section II.2.3.1. Cette démodulation peut être introduite optiquement dans le bloc de détection avec de nouveaux composants optiques (autre set de photodiodes balancées, lame quart d'onde, etc…) ou ajoutée numériquement dans le traitement des données.

Remarque :
Développer cette étape de démodulation a son importance dans l'amélioration de l'interrogateur et la diminution des incertitudes sur la phase, bien qu'à priori aucune de ces techniques n'empêche d'obtenir de bonnes performances. On retrouve ces trois méthodes dans la littérature pour des applications de longue portée.

Dans la continuité de ces modifications, la détection peut encore être complexifiée davantage pour résoudre les problèmes de fading de polarisation [18], [30]. **Avec la détection cohérente, le signal rétrodiffusé est détecté selon un axe de polarisation, correspondant à l'orientation du LO**, ce qui entraîne des zones d'extinction comme vu section I.1.3.2. Les propositions de gestion de ces pertes de puissance récurrentes et localisées dans la fibre vont varier selon les travaux et les interrogateurs DAS. Dans la lignée des développements précédents, une modification du bloc de détection peut limiter ce phénomène et permettre de récupérer une intensité I_d plus forte et donc participer à l'amélioration des performances aussi à longue distance.

Une solution efficace contre le fading de polarisation est la détection à diversité de polarisation (Polarizarion Diversity Receiver). Ainsi, pour éviter des positions où l'orientation du champ rétrodiffusé $\overrightarrow{E_r}$ est orthogonale au champ $\overrightarrow{E_{LO}}$ et donc retrouver un signal d'interférence I_d nul, la détection est effectuée selon deux axes de polarisation. Ce dernier montage est illustré en Figure 16.

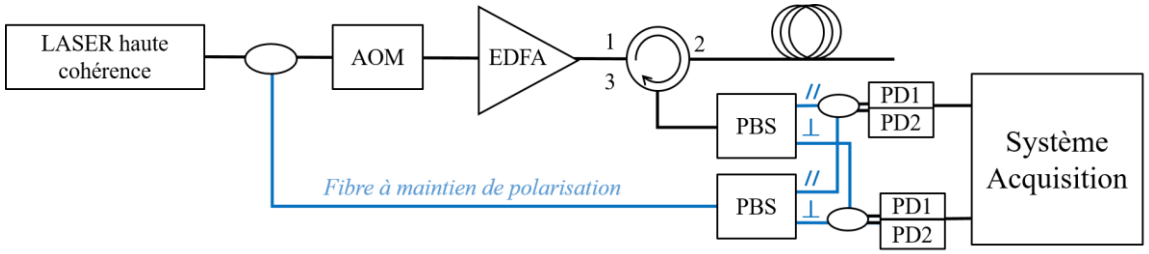


Figure 16 : Représentation schématique d'un montage C-OTDR avec détection cohérente hétérodyne balancée à diversité de polarisation. AOM : Modulateur Acousto-Optique, PD : Photodiode, EDFA : Amplificateur à Fibre Dopée Erbium, PBS : Séparateur de Polarisation (Polarization Beam Splitter)

Le signal rétrodiffusé et la référence sont tous deux envoyés dans des séparateurs de polarisation puis sommés selon chaque axe pour obtenir $I_d^{//}$ et $I_d^{\perp}$ (parallèle ou orthogonal). En post traitement, ces deux intensités peuvent être sommées, moyennées ou triées de façon à obtenir un maximum d'intensité.

L'évolution du montage C-OTDR, et spécifiquement du bloc de détection, a donc fortement participé à améliorer la précision de la mesure et le niveau de signal permettant d'aboutir aux performances DAS de portée et de sensibilité actuelles.

Dans notre étude, l'intégration d'une **détection auto-hétérodyne balancée à diversité de polarisation** garantie une récupération optimale de la phase du signal rétrodiffusé. On peut ainsi considérer que les **effets du fading de polarisation sont majoritairement gérés et sont négligeables devant les effets de fading interférométrique**.

La portée typique d'un montage DAS C-OTDR, ou φ-OTDR a détection cohérente, avec un bloc de détection optimisé et un traitement abouti de la phase peut atteindre jusqu'à plus de 50 km.

Dans la suite du chapitre, on propose de rassembler certaines propositions d'optimisation du DAS que l'on retrouve dans la littérature et qui permettent d'augmenter efficacement la portée d'un interrogateur basé sur la technologie φ-OTDR. Les modifications présentées sont apportées au niveau de la ligne optique du capteur et/ou dans le bloc de génération en modifiant les caractéristiques des impulsions injectées dans la fibre.

I.2.2. Amplification optique

L'utilisation de modules d'amplification optique est sans conteste le moyen le plus répandu et le plus efficace pour augmenter la portée d'un interrogateur. D'abord, un Amplificateur à Fibre Dopée Erbium (EDFA) est déjà présent dans le bloc de génération des montages que nous avons évoqués pour permettre d'atteindre des puissances crête de plusieurs centaines de milliwatts. Ensuite, et c'est ce qui nous

intéresse dans cette section, l'ajout d'autres modules d'amplification pour augmenter le niveau de signal rétrodiffusé possède l'avantage considérable de n'apporter aucune modification interne à la génération et à la détection. Cette solution peut donc être adaptée à tous types d'interrogateur (φ-OTDR, CP-φ-OTDR, TGD-OFDR). Le principe est simple : amplifier le signal qui se propage afin de compenser l'atténuation de la fibre et garantir un niveau suffisant de puissance rétrodiffusée. L'amplification mise en place permet non seulement **d'amplifier le signal en transmission mais aussi le signal rétrodiffusé dans certains cas**.

On distingue ainsi deux types d'amplification dont les principales caractéristiques et performances notables sont discutées dans cette partie :

- **l'amplification localisée** : réalisée par un Amplificateur à Fibre Dopée Erbium (EDFA)
- **l'amplification distribuée** : générée par un Amplificateur Raman

I.2.2.1. Amplification en cascade : Amplification à Fibre Dopée Erbium (EDFA)

I.2.2.1.1. Fonctionnement d'un EDFA : principe de base

Le principe de l'amplification optique à partir d'une fibre dopée Erbium a été théoriquement étudié puis expérimentalement démontré dans les années 1980 avec l'émergence des technologies optiques de télécommunication avant d'être commercialisé pour la première fois en 1992. L'évolution de cette technologie et son principe de fonctionnement peut être retrouvé en détails dans de nombreuses revues et livres [31], [32]. Nous reprenons très succinctement le principe de fonctionnement de l'amplificateur pour nous intéresser particulièrement à l'évolution de la portée des interrogateurs DAS en présence de cette technologie.

L'EDFA repose sur l'utilisation d'une fibre dopée aux ions Erbium $E_r{}^{3+}$ qui possèdent des niveaux d'énergies permettant l'amplification d'un signal à $1550\ nm$. Pour comprendre le fonctionnement d'un EDFA, la structure de l'ion $E_r{}^{3+}$ peut être approximée en un modèle à trois niveaux d'énergie. Ces niveaux ainsi que le principe de fonctionnement de l'amplification sont synthétisés sur le schéma de la Figure 17.

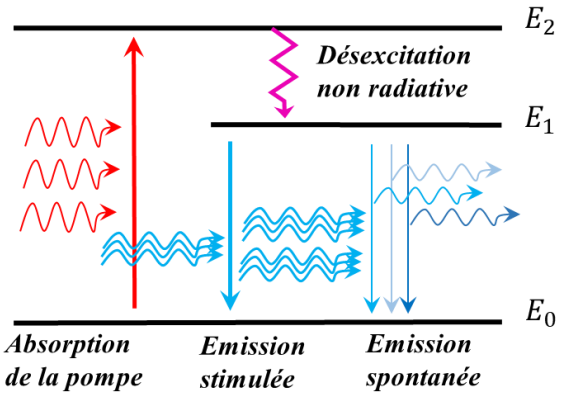


Figure 17 : Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un Amplificateur à Fibre Dopée Erbium (EDFA).

Lorsqu'on injecte dans la fibre dopée un signal de pompe à une longueur d'onde de $980\ nm$, représenté par les photons de couleur rouge Figure 17, l'absorption du photon provoque l'excitation de l'électron vers le niveau E_2 métastable. Les électrons se désexcitent alors très rapidement vers le niveau E_1 où ils s'accumulent car le temps de vie de ce niveau est relativement long. Enfin, la désexcitation de l'ion de ce niveau d'énergie intermédiaire E_1vers le niveau fondamental E_0, entraîne l'**émission de**

photons spontanés autour de $1550\,nm$, représentée par les différents photons de couleur bleu. En présence d'un signal de $1550\,nm$ injecté simultanément dans la fibre, le phénomène d'**émission stimulée** permet l'amplification du signal initial par émission de photons de même caractéristiques (phase et fréquence). Cette méthode d'amplification est dite **localisée**, puisqu'elle est appliquée exclusivement au niveau de l'amplificateur dans lequel est placée la fibre spéciale dopée.

Pendant l'amplification, des photons issus de la désexcitation spontanée des ions demeurent et entraînent l'ajout d'un bruit large bande (qui s'étend sur plusieurs nanomètres) sur le signal amplifié appelé **ASE (Amplified Spontaneous Emission)**. On peut alors définir **un rapport signal à bruit optique (OSNR) qui décrit le rapport entre la puissance du signal et la puissance du bruit en sortie d'amplification**. Cet OSNR est maximisé quand le gain maximal de l'EDFA est atteint, c'est-à-dire lorsque la puissance du signal à amplifier est égale à la puissance de saturation caractéristique de l'EDFA utilisé. Au-delà de cette puissance le taux maximum d'émission stimulé est atteint pour la quantité d'ions excités et le gain cesse d'augmenter avec la puissance en entrée. Ainsi, pour maximiser le rapport signal sur bruit optique (OSNR) en sortie de l'EDFA, il convient d'y envoyer en entrée suffisamment de puissance pour atteindre sa puissance de saturation.

I.2.2.1.2. Utilisation de l'EDFA appliquée au DAS

Nous l'avons vu dans les montages présentés, le plus souvent, un premier EDFA est déjà présent dans le bloc de génération de l'interrogateur pour atteindre la puissance des impulsions généralement utilisées en φ-OTDR (plus d'une centaine de milliwatts) **et compenser l'atténuation liée à la modulation.** Pour améliorer le niveau de signal détecté et donc augmenter la portée de l'interrogateur, **plusieurs EDFA peuvent être ensuite ajoutés en cascade dans la ligne optique sous test**. On peut citer par exemple les travaux de Cunzheng Fan et al. [33] qui étudient en détail, d'abord théoriquement puis expérimentalement, le design et les performances d'un montage constitué de plusieurs EDFA bidirectionnels, permettant d'amplifier à la fois le signal en transmission et la rétrodiffusion.

Les enjeux de l'étude sont de déterminer notamment la valeur optimale des gains d'amplification de chaque EDFA présent dans la ligne et les longueurs de fibres idéales à placer entre chaque module. La valeur de gain G peut être différente selon le sens de propagation considéré. Le montage proposé est illustré sur la Figure 18. **Ce gain doit être réglé de façon à ce que la puissance en sortie de chaque amplificateur demeure inférieure à la puissance seuil d'arrivée des effets non linéaires**, limite qui sera discutée plus en détails dans la partie I.3.

Leur étude prend en compte l'ASE total généré par le montage qui est estimé comme **la somme de la puissance de bruit d'ASE liés au nombre *M* d'amplifications successives du signal rétrodiffusé**. Cette puissance $P_{ASE-tot}$ s'exprime comme [33]:

$$P_{ASE-tot} = (M+1)P_r^{ASE} \qquad \text{I-53}$$

où P_r^{ASE} représente la puissance du bruit d'ASE généré par un EDFA sur la rétrodiffusion. L'augmentation importante du bruit d'ASE au fil de la propagation est une des contraintes introduites par cette solution.

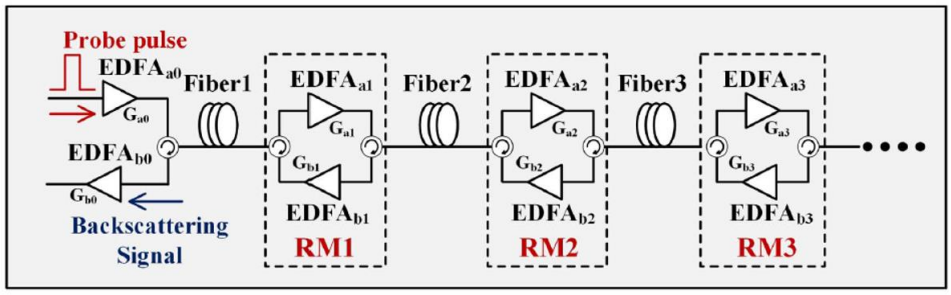


Figure 18 : Représentation schématique d'un montage DAS constitué d'une succession d'amplificateurs bidirectionnels placés dans la ligne optique. Chaque module d'amplification bidirectionnelle est associé à un gain en transmission G_{ai} et un gain de rétrodiffusion G_{bi}. Figure extraite de [33].

Pour réduire au maximum les autres sources de bruit, la puissance résiduelle entre deux impulsions, caractérisée par le taux d'extinction du modulateur d'intensité découpant les impulsions, est minimisée en utilisant deux modulateurs acousto-optique (AOM) afin d'assurer un taux d'extinction ER de $104\ dB$. Une ligne optique constitué de cinq modules d'amplificateurs bidirectionnels assure la détection d'une perturbation sinusoïdale à une fréquence de $50\ Hz$ générée par un émulateur de contrainte positionné à $300\ km$.

Le montage DAS proposé constitué d'une succession de cinq EDFA bidirectionnels dans la ligne optique test garantit **une portée d'au moins 300 *km***, associé à une sensibilité de $51.8\ p\varepsilon/\sqrt{Hz}$ à $50\ Hz$ pour une longueur de jauge de $20\ m$.

Différentes versions de ce type de montage à amplification successive par fibre dopée Erbium ont été testées dans la littérature. En multipliant le nombre de portions de fibres et donc d'EDFA dans la ligne optique des performances remarquables dépassant le **millier de kilomètres de portée** peuvent être atteintes lorsque plus de dix répéteurs sont utilisés [25], [34].

Néanmoins, l'utilisation répétée de l'amplification optique localisée pour atteindre ces longueurs nécessitent inévitablement l'alimentation électrique des nombreux modules présents à longue distance. Cette solution ne peut être mise en place que pour certaines applications où la fibre reste accessible et la ligne optique modifiable. Cette restriction fait perdre un avantage considérable des capteurs à fibre distribués par rapport aux capteurs acoustiques traditionnels. En plus de cet inconvénient, l'utilisation de plusieurs dizaines de répéteurs augmente considérablement le coût de la mesure.

Pour éviter cette limite, d'autres études s'intéresse au pompage à distance d'une fibre dopée erbium présente dans la ligne optique ce qui permet également d'amplifier le signal et donc d'augmenter la portée de plusieurs dizaines de kilomètres [35]. Cette alternative permet d'éviter la contrainte d'alimentation électrique d'un répéteur à longue distance mais nécessite tout de même la modification d'une ligne optique existante pour réaliser les mesures.

I.2.2.2. Amplification optique distribuée : Amplification Raman

A la différence de l'amplification localisée utilisant une portion de fibre dopée Erbium, les **amplificateurs Raman utilisent la fibre sondée elle-même comme milieu d'amplification** et ce, pour tout type de fibre. L'amplification est alors qualifiée de **distribuée car elle possède l'avantage de s'étendre sur plusieurs kilomètres de fibre**. Autrement dit, le signal n'est plus « répété » à certaines positions, comme avec les modules EDFA, mais il peut être progressivement amplifié pendant sa propagation. En contrepartie, le rendement de ce type d'amplificateur, rapport entre la puissance de sortie et la puissance de pompe, est largement inférieur au rendement d'un EDFA. Comme pour la section précédente, les mécanismes relatifs à cette technologie sont hautement référencés [36], et on se

concentre donc particulièrement sur l'avantage de cette méthode pour l'augmentation de la portée d'un interrogateur DAS basé sur la technologie φ-OTDR.

L'amplification Raman repose sur le procédé de diffusion Raman évoqué rapidement au début de ce chapitre (section I.1.2.2). Comme nous l'avons vu, cette diffusion entraîne un transfert de puissance vers d'autres fréquences (Stokes et Anti-Stokes) par interaction entre le signal optique et les phonons optiques du milieu. Le principe d'amplification distribuée consiste à générer un effet de **Diffusion Raman Stimulée** (SRS – Stimulated Raman Scattering) qui permet la génération de photons cohérents avec le signal à amplifier. Pour ce faire, un laser de pompe est envoyé dans la fibre, à une longueur d'onde décalée par rapport au signal d'intérêt et la puissance de cette pompe conditionne le gain du signal. Typiquement, la longueur d'onde de la pompe est fixée aux alentours de $1455\ nm$ pour amplifier un signal de $1550\ nm$. Ainsi, **les photons de la pompe interagissent avec les phonons optiques de la fibre permettant l'émission stimulée d'une copie des photons du signal à amplifier**.

L'amplification Raman peut alors être appliquée à la mesure de contrainte distribuée en injectant simplement dans la fibre le signal de pompe. Il existe différentes façons de réaliser cette amplification. La pompe peut se propager :

- dans **le même sens** que l'impulsion (co-propagation de la pompe et du signal représentée figure (a)) : permet de garantir un maximum de gain à quelques kilomètres du début de la fibre sans intervenir sur la ligne optique
- dans **le sens opposé** (contre-propagation de la pompe représentée figure (b)) : assure un gain maximal en fin de fibre et permet d'éviter de trop hautes puissances en début de fibre et donc des effets non linéaires, mais nécessite d'avoir accès à la fin de la ligne optique
- dans **le sens propagatif et contra-propagatif** (représentée figure (c)) : la pompe est injectée simultanément en entrée et en sortie de la fibre de façon à garantir un maximum de gain sur toute la longueur de fibre. On parle d'**amplification bidirectionnelle**.

Les montages typiques d'une mesure DAS en présence d'amplification distribuée Raman sont présentés ci-dessous Figure 19.

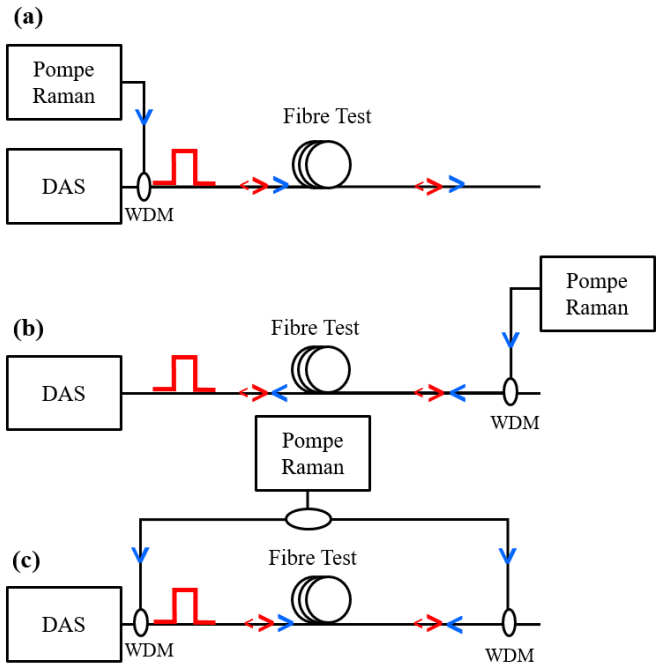


Figure 19 : Configurations expérimentales possibles permettant de réaliser une mesure DAS assistée par amplification distribuée Raman. (a) Amplification par co-propagation de la pompe (b) Amplification par contre propagation de la pompe (c) Amplification bidirectionnelle.

Chacune de ces configurations peuvent assurer un gain notable en puissance rétrodiffusée qui se traduit par une augmentation de la portée de l'interrogateur φ-OTDR. On peut citer par exemple les travaux de Hugo F. Martins et al. [37] où une mesure DAS assistée par une amplification distribuée Raman bidirectionnelle avec réduction de bruit est mise en place. Un maximum de signal est mesuré autours de $30\ km$. Le montage permet ainsi de détecter une perturbation de $250\ Hz$ à une distance de $125\ km$.

Pour aller plus loin, **la puissance de la pompe peut être modulée afin d'appliquer un gain différent sur le signal de sonde et la rétrodiffusion**. L'impulsion se propage avec une puissance crête de plusieurs centaines de milliwatts à la limite de l'apparition des effets non linéaires. Son amplification est donc limitée. Par contre, la puissance moyenne rétrodiffusée très faible, de l'ordre du nanowatt, peut être d'avantage amplifiée. Ainsi, l'équipe de Javier Nuño et al. [38] propose de tester un interrogateur DAS assisté par amplification Raman avec co-propagation de la pompe, en introduisant une variation temporelle de la puissance de pompe. Les résultats expérimentaux présentés par la suite montrent que la modulation de la pompe Raman permet d'obtenir un niveau de puissance rétrodiffusée quasi plat sur près de $50\ km$.

L'amplification distribuée constitue une solution efficace pour compenser les pertes intrinsèques à la propagation du signal dans la fibre optique. Elle permet d'atteindre **une portée supérieure à $100\ km$ pour les DAS basés sur la technologie φ-OTDR**.

D'autres options d'amélioration sont encore étudiées actuellement via l'ajout d'une **modulation de la puissance de pompe** ou une **amplification Raman d'ordre supérieur** [39] (utilisant plusieurs lasers de pompe) mais n'ont pas, à notre connaissance, encore aboutit à une augmentation notable de la portée.

Remarque :
En comparaison aux modules EDFA, le module d'amplification Raman a l'avantage d'intervenir dans la ligne optique seulement aux extrémités de la fibre optique. Pour obtenir les performances maximales en termes de portée, l'opérateur doit avoir accès à la fin de la fibre, ce qui n'est pas possible pour toutes les applications notamment en environnement industriel.

I.2.3. Codage d'impulsions

Pour éviter les inconvénients liés à la modification de la ligne optique, on souhaite maintenant s'intéresser aux modifications qui peuvent être apportées à la source pour améliorer l'interrogateur DAS. Les optimisations qui sont discutées dans cette section reposent donc sur des **changements liés au signal de sonde**. Le signal impulsionnel se complexifie à travers des **modulations d'intensité** et/ou **de fréquence** et un traitement spécifique à la forme d'onde choisie est ajouté. On retrouve une liste détaillée des récentes innovations s'intéressant au codage d'impulsions spécifiques appliqué au DAS dans la référence [40]. On s'intéresse ici particulièrement à quelques-unes de ces propositions de modulation testées pour des mesures de longues portées.

Tout d'abord, abordons les interrogateurs DAS basés sur les technologies CP-φ-OTDR et TGD-OFDR évoquées plus haut (section I.1.3.5). Comme nous l'avons vu, la modulation linéaire en fréquence, la compression de l'impulsion via un filtre adapté et les importantes étapes de traitement du signal associées pour recouvrir les variations de déformation de la fibre en font des capteurs robustes aux effets de fading interférométriques et aux phénomènes non linéaires. La modulation de la fréquence a également l'avantage de décorréler la résolution spatiale de la durée d'impulsion.

A notre connaissance, les meilleures performances en termes de sensibilité, portée et résolution spatiale sont attribuées à la technologie TGD-OFDR permettant la détection de signaux acoustiques jusqu'à plus de 80 km pour une résolution spatiale de 2.8 m [26].

Remarque :
Ces deux techniques peuvent également être couplées aux solutions d'amplification détaillées dans la section précédente pour atteindre plusieurs centaines de kilomètres de portée [25], [41].

Dans d'autres travaux, des capteurs acoustiques distribués utilisant des séquences d'impulsion pour sonder la fibre optique ont été étudiés. L'idée n'est plus d'envoyer forcément une seule impulsion mais une séquence de signaux dont les **caractéristiques (déphasage, amplitude, fréquence, polarisation)** sont différentes [40].

Dans sa forme la plus simple, plusieurs impulsions sont envoyées pour un unique scan de la fibre à un instant T_k. Par moyenne des traces obtenues et augmentation du nombre d'impulsions utilisées par trace, le rapport signal à bruit d'une mesure peut être augmenté. En contrepartie, la fréquence de répétition (PRF) doit être diminuée : on doit attendre entre chaque T_k que l'ensemble des impulsions constituants la séquence ait parcouru un aller-retour dans la fibre, ce qui affecte directement la bande passante utile du capteur ΔF_{ac}.

Remarque :
Un interrogateur DAS classique, basé sur une technologie ϕ-OTDR, génère déjà un nombre impressionnant de données et ce d'autant plus si on souhaite surveiller une fibre très longue. Si on considère un exemple concret : pour une fibre de longueur $L_{fibre} = 50\ km$, échantillonnée à un point par mètre, soit $f_{ech} = 100\ MHz$, avec un taux de répétition $PRF = 1000\ Hz$, une trace de 50000 *points est générée toutes les millisecondes. Pour une durée d'acquisition de $T_{acq} = 10\ s$, on atteint un fichier de données de 500 millions de points.*

L'envoi de séquences plus complexes a également été testé. Ces séquences sont dites orthogonales, autrement dit, pensées pour que leur corrélation croisée soit nulle. Par la suite, le signal rétrodiffusé est traité par corrélation pour reconstruire une trace rétrodiffusée et détecter la perturbation avec un meilleur rapport signal à bruit. Puisque l'on s'intéresse particulièrement à l'augmentation de la portée, on peut citer notamment les travaux de S.D.V. Maria Ionescu et al. [42] qui démontrent une amélioration des performances selon le codage de Golay implémenté pour une fibre de 40 km. Sterren Guerrier et al. rapporte également la détection et la localisation de perturbation à une distance de fibre de 80 km reposant sur la modulation numérique en séquences d'un signal optique cohérent balayée en fréquence [43]. Le signal utilisé permet également d'envoyer des signaux de faibles puissances dans une ligne optique existante pour réaliser des mesures non intrusives notamment en pouvant s'insérer dans un canal au milieu d'une grille ITU (structure des canaux définie par l'Union Internationale des Télécommunications) sans perturber les canaux adjacents.

Toutes les technologies prometteuses présentées dans cette section ont pour désavantage notable de nécessiter un montage bien plus complexe qu'un DAS φ-OTDR, générant un **coût de matériel plus élevé**. L'analyse du signal rétrodiffusé nécessite également de nombreuses opérations numériques d'autocorrélation, de filtrage et autres algorithmes nécessaires pour récupérer les déformations de la fibre, ce qui participe à **augmenter le temps de traitement et rendre plus difficile la surveillance en temps réel**.

I.2.4. Synthèse : compromis entre portée et autres paramètres de la mesure

Tout d'abord, nous avons vu dans cette section que les performances d'un interrogateur DAS, et notamment sa portée, sont directement dépendant de la qualité de la détection mise en place. Le bloc de

détection a évolué au cours du temps avec le développement des capteurs acoustiques distribués et s'est complexifié. **La détection cohérente associée à des photodétecteurs balancés et une démodulation s'impose comme une solution robuste pour la mesure précise des fluctuations de la phase**.

Dans un second temps, quelques propositions présentes dans l'état de l'art pour augmenter la portée ont été discutées. Nous avons vu **que l'amplification optique est indéniablement la solution la plus efficace pour sonder la fibre jusqu'à plusieurs centaines voire milliers de kilomètres en DAS**.

En particulier, c'est **l'amplification optique localisée**, assurée par une succession de modules EDFA placés sur la ligne optique, constituant des répéteurs du signal transmis et rétrodiffusé, qui garantit les **meilleures performances**. En multipliant les répéteurs, on allonge la longueur de fibre qui peut être analysée. Leurs positions doivent être bien choisies au préalable pour garantir un OSNR correct. Pour mettre en place cette solution, l'opérateur doit donc avoir **un contrôle total sur la ligne optique**, ce qui restreint les domaines d'applications, chaque besoin doit être réévalué au cas par cas.

L'amplification distribuée, quant à elle, permet d'utiliser la fibre sondée directement comme milieu à gain. Le signal s'y propageant est amplifié au fil de la propagation ce qui permet de compenser les pertes de la fibre optique. L'opérateur n'a donc besoin d'intervenir qu'à **l'entrée et/ou la sortie** de la fibre. Les meilleures performances en termes de portée dépassent **la centaine de kilomètres** lorsqu'une amplification distribuée bidirectionnelle est mise en place. Comme l'amplification localisée, cette solution ne peut pas être mise en place pour toutes les lignes optiques déjà existantes.

Les autres modifications qui ont été présentées se focalisent sur **la complexification du signal injecté** dans la fibre pour améliorer la sensibilité et la portée des interrogateurs. On parle alors **de codage d'impulsion, dont l'objectif est d'augmenter le niveau de signal rétrodiffusé en agissant uniquement sur les blocs de génération et de traitement de l'interrogateur**. A l'inverse de l'amplification optique, ces solutions peuvent être utilisées sur toutes lignes existantes et pour toutes applications.

Par exemple, la **modulation linéaire de la fréquence** des impulsions que l'on retrouve dans les interrogateurs de type TGD-OFDR et CP-φ-OTDR peuvent permettre d'atteindre des positions à plus d'une **centaine de kilomètres** de l'entrée de la fibre. L'utilisation de **séquences d'impulsions** particulières pour améliorer significativement le SNR de la mesure peut également être étudié. Ces changements apportés à l'impulsion impliquent néanmoins une **complexification du traitement** et éventuellement une **diminution de la bande passante acoustique**.

La portée d'un interrogateur DAS φ-OTDR classique est limité par **les pertes intrinsèques à la fibre optique** et le **bruit de son système de détection**. En fin de fibre, l'énergie de l'impulsion est atténuée et le signal rétrodiffusé détecté en début de fibre est trop faible pour procéder à la mesure de contrainte. La puissance en entrée étant limitée par les effets non linéaires, le seul moyen actuel d'augmenter cette énergie pour **augmenter la portée** est donc d'**élargir l'impulsion au détriment de la résolution spatiale** du capteur.

Cette relation entre la résolution spatiale ΔZ, la portée L_{fibre} et la puissance crête P_c de l'impulsion constitue le compromis propre aux technologies OTDR.

Chaque solution discutée ici permet d'augmenter la portée significativement mais implique son lot de nouveaux compromis au niveau du **temps de traitement de la donnée** ou de la modification de **la ligne optique**. De plus, la complexification du montage avec l'ajout de nouveaux composants nécessaires à l'amplification ou à la modulation du signal injecté implique une **augmentation du coût de l'interrogateur**.

Pour toutes les configurations, avec ou sans ces modifications, la puissance du signal injectée dans la fibre doit être ajustée pour **maintenir un régime linéaire**.

I.3. Objectif de la thèse : gestion des effets non linéaires

A ce stade de l'état de l'art, toutes les démonstrations d'augmentation de portée extraites de la bibliographie se concentrent sur l'utilisation du DAS en régime linéaire. L'amplification distribuée et le codage des impulsions sont des options qui semblent très efficaces pour améliorer les performances du DAS φ-OTDR. Néanmoins, cumuler autant de changements pour optimiser l'interrogateur implique une **complexification du traitement et du montage avec une augmentation du nombre de composants et donc une augmentation significative du coût de l'interrogateur**.

Ainsi depuis une dizaine d'années, face à la multitude d'innovations sophistiquées qui sont investiguées, plusieurs équipes se sont penchées sur la restriction de la puissance en entrée qui demeure. L'effet non linéaire qui est indéniablement le plus mentionné dans les travaux traitant du DAS et empêchant l'augmentation de la puissance est **l'Instabilité Modulationnelle (MI)**. L'origine et les principales caractéristiques de ce phénomène seront développées en détail dans le chapitre suivant traitant des modèles théoriques et numériques de l'évolution d'un signal impulsionnel dans une fibre optique.

Lors d'une mesure φ-OTDR, la MI se manifeste dans la trace du signal rétrodiffusé par l'apparition de **zones de faible puissance** et par une **augmentation apparente de l'atténuation** du signal détecté en fonction de la distance. Ces pertes accrues s'expliquent par des **phénomènes de couplages** entre la fréquence porteuse et d'autres fréquences présentes dans l'impulsion, notamment dans le bruit généré par l'amplification Erbium (EDFA). **L'auto-modulation de phase (SPM)** est moins étudiée dans le contexte des capteurs distribués mais participe également à l'augmentation des pertes à forte puissance optique.

Dans cette section, l'objectif est donc de faire l'état de l'art des méthodes proposées jusqu'à présent pour gérer ce phénomène dans le cadre particulier des capteurs à fibres optiques distribués. On expose donc dans cette fin de chapitre les articles de références sur lesquels s'appuient véritablement les objectifs de cette thèse et qui seront mentionnés à plusieurs étapes du travail présenté.

I.3.1. Mise en évidence de l'effet Fermi Pasta Ulam (FPU recurrence)

A haute puissance, le gain lié à la présence de MI entraîne un échange périodique et réversible de l'énergie entre le signal (à la fréquence porteuse) et le bruit. On peut parler alors **de récurrence Fermi Pasta Ulam**. Ce phénomène n'est pas exclusif aux applications d'optique non linéaire et peut être observé dans plusieurs domaines scientifiques traitant de la propagation d'ondes, que ce soit en hydrodynamique ou en physique des particules par exemple [44].

A notre connaissance, une des premières associations de ce phénomène à des traces φ-OTDR expérimentales possédant des motifs d'atténuation anormaux (avec une perte de la décroissance exponentielle du signal observée en régime non linéaire) est dans les travaux de Hugo F. Martins et al [45]. Il y est constaté expérimentalement des **zones d'extinction** de faible contraste des interférences qui engendrent une perte de sensibilité locale de l'appareil.

Dès 2016, le travail de l'équipe de Hugo F. Martins et al. pose alors les bases des liens entre instabilité modulationnelle, récurrence Fermi Pasta Ulam et les paramètres de **puissance crête** et **puissance du bruit**. Des premières comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques reproduisant les comportements de MI y sont également présentées. Dans la continuité de ces travaux, la même équipe de l'université de Alcala démontre numériquement et expérimentalement l'influence de la forme de l'impulsion sur cet effet dans l'article de Maria R. Fernandez-Ruiz et al. [46]. Les formes utilisées pour une fibre de $25\ km$ sont la gaussienne, le triangle, la super gaussienne et le carré avec une puissance crête de 910 puis $1650\ mW$. Les résultats expérimentaux et numériques présentés Figure 20 montre

que l'extinction du signal est d'autant plus forte que la forme de l'impulsion se rapproche du carré et donc d'une onde continue. Certaines formes d'impulsions injectées dans la fibre favorisent la MI tandis que d'autres semblent l'atténuer.

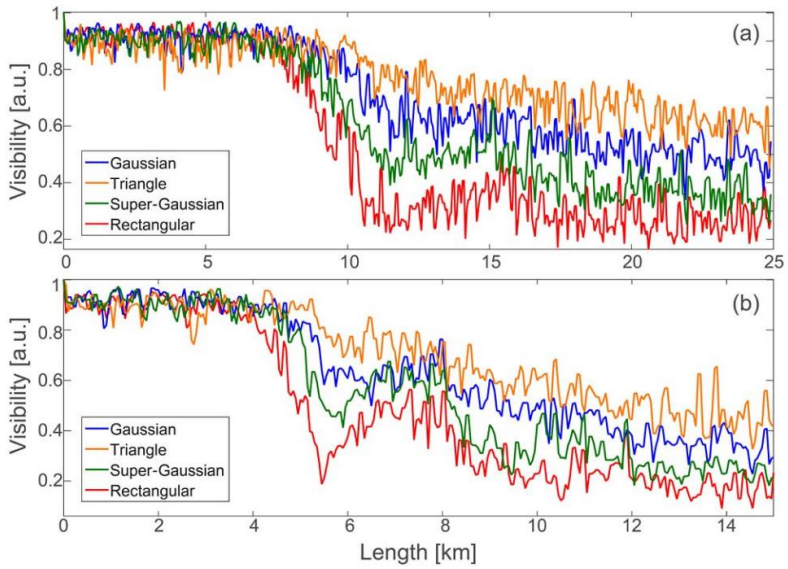


Figure 20 : Visibilité de la trace OTDR obtenue à 910 mW et 1650 mW pour différentes formes de d'impulsion : gaussienne, triangulaire, supergaussienne et rectangulaire. Figure extraite de [46].

Depuis, plus récemment, plusieurs études autours de la modélisation numérique de la MI et la définition théorique de sa puissance seuil ou de son gain ont émergé et visent particulièrement pour application la mesure acoustique distribuée. Tous ces travaux ne proposent pas nécessairement de solution pour empêcher l'émergence du phénomène lorsque des hautes puissances sont utilisées, mais ils contribuent grandement à l'identification des paramètres critiques et donnent les clés pour modéliser le phénomène. **Mettre en lumière les paramètres critiques et reproduire numériquement les effets de MI pour retrouver l'évolution de la puissance rétrodiffusée en fonction de la distance sont les objectifs des travaux de notre deuxième chapitre**.

Les travaux mentionnés ici nous incitent donc à regarder numériquement et expérimentalement l'influence des paramètres de **puissance crête**, de **puissance du bruit** et la **forme des impulsions** envoyées dans la fibre pour comprendre les limites induites par la présence de MI et retrouver les comportements expérimentaux.

I.3.2. Solutions de gestion de la MI

A la suite de ces observations numériques et expérimentales, différentes techniques pour tenter de repousser efficacement la MI ont été testées. L'objectif étant toujours de réduire la MI pour autoriser l'injection de plus de puissance dans la fibre sans effet néfaste et donc, éventuellement augmenter la portée de l'interrogateur.

I.3.2.1. Filtrage du bruit

En 2013, pour une autre application de capteurs à fibre basée sur la diffusion Brillouin, M.A. Soto et al. [47] propose **un filtrage étroit du bruit d'ASE** comme solution à l'émergence de la MI à haute puissance. Puisque la MI provoque des phénomènes de couplage entre le bruit et le signal, qui nuisent à la cohérence et à la puissance du signal à analyser, **supprimer le bruit permettrait de supprimer l'origine du phénomène**. L'influence d'un filtrage de largeur 4 GHz du signal de pompe injectée dans

la fibre sur le gain Brillouin (que l'on souhaite le plus grand possible pour améliorer la sensibilité du capteur) est étudiée.

Les courbes présentées dans l'article, Figure 21, permettent de comparer l'effet de la MI (augmentation des pertes avec la distance) avec et sans filtre sur le gain Brillouin à une position de $25\,km$. Sans filtrage, le gain augmente avec la puissance jusqu'à une puissance initiale limite de $200\,mW$. Lorsque le signal de pompe est filtré, le gain continue à augmenter jusqu'à $500\,mW$. Les différences entre la courbe expérimentale avec les prédictions théoriques sont expliquées par les caractéristiques non idéales du filtre.

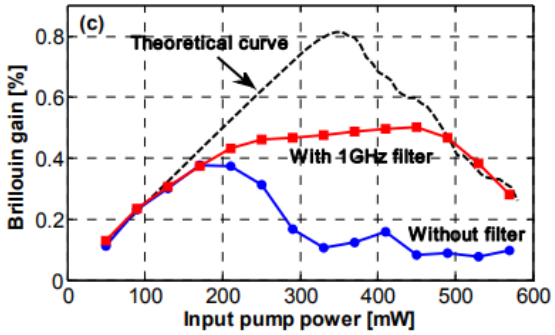


Figure 21 : Evolution du gain de diffusion Brillouin stimulée en fonction de la puissance de pompe pour différentes configurations expérimentales et numériques. Figure extraite de [47].

Depuis ces travaux, le filtrage est souvent présenté comme une solution simple pour réduire le phénomène de MI et augmenter la puissance seuil en entrée de fibre pour tous types de capteurs à fibre distribués. Pourtant, cette solution reste relativement peu référencée dans le domaine d'application des interrogateurs DAS : on retrouve peu de mesures expérimentales qui quantifient précisément le gain de puissance apporté par le filtre et à notre connaissance, aucune qui s'intéresse concrètement à l'amélioration du plancher de bruit à longue distance dans une mesure.

On propose donc de déterminer les **avantages et les inconvénients du filtrage étroit du bruit d'amplification**, appliqué spécifiquement à la mesure acoustique distribuée.

I.3.2.2. Instabilité Modulationnelle « stimulée »

Pour aller plus loin, en 2022, Yichi Zhang et al. [48] étudient non seulement les effets de la MI sur la visibilité des interférences mais s'intéresse aussi à **la détérioration du plancher de bruit induit par la MI en fonction de la puissance initiale**. Une technique de compensation de la MI est alors testée pour pallier cette augmentation de bruit en modulant le signal injecté.

L'auteur distingue dans ces travaux deux types de phénomènes : **l'instabilité modulationnelle induite** et **l'instabilité modulationnelle spontanée**. Le bruit de l'ASE, conséquence de l'amplification par EDFA, est responsable de la MI spontanée de nature incohérente. La MI induite consiste à exciter des fréquences spécifiques, ajoutées au préalable dans le spectre du signal injecté dans la fibre. Autrement dit, le gain de MI est volontairement dirigé vers les fréquences modulant le signal, on peut parler de MI « stimulée ».

La Figure 22 montre comment la MI induite réduit efficacement la MI spontanée en transférant l'énergie de la porteuse à des fréquences spécifiques, spectre discret amplifié en rouge, contrairement au cas sans modulation de phase, large bande de fréquences amplifiées en bleu. Le signal rouge, généré par MI induite, est beaucoup moins bruité proche porteuse et facilement filtrable comparé au signal bleu de MI classique.

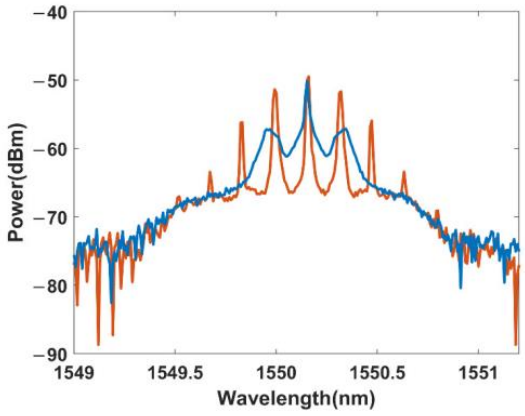


Figure 22 : Spectre obtenu en sortie d'une fibre de 25 km pour une puissance de 400 mW pour un signal modulé en phase (courbe rouge) et un signal sans modulation (courbe bleu) Figure extraite de [48].

La Figure 23 permet de comparer le bruit de phase obtenu le long de la fibre dans le cas d'une impulsion classique (sans modulation) avec le cas d'un signal modulé générant de la MI stimulée. En régime linéaire, Figure 23(a), pour une puissance inférieure à 400 mW, les deux courbes de l'évolution du niveau de bruit se superposent et augmentent linéairement avec la distance. Pour les cas de hautes puissances, Figure 23(b)(c)(d), la MI intervient et **la modulation de l'impulsion initiale permet de réduire efficacement le bruit de phase** par rapport au cas sans modulation, où le niveau de bruit se détériore rapidement au fil de la propagation.

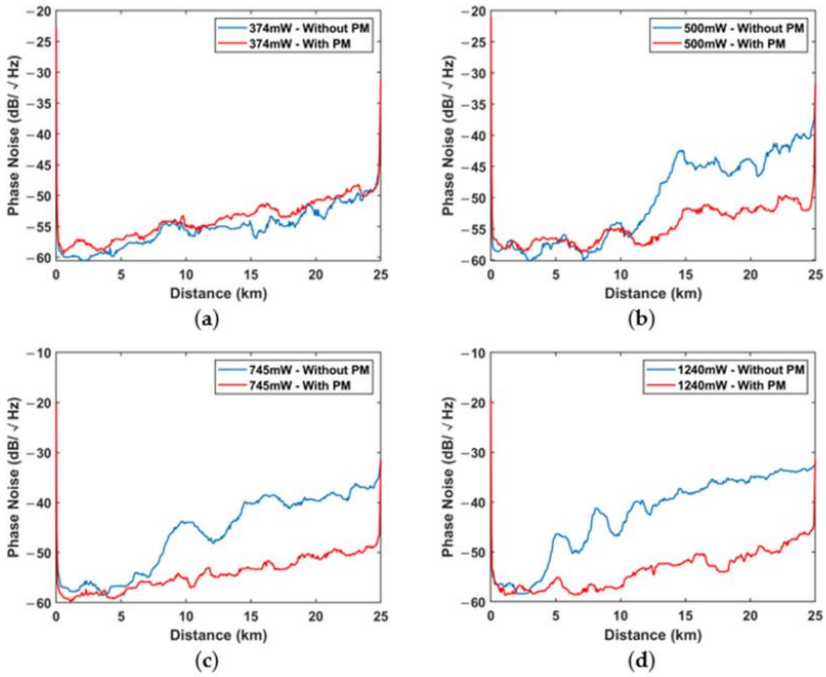


Figure 23 : Evolution du bruit de phase le long d'une fibre de 20 km pour un signal sans modulation (en bleu) et pour un signal modulé (en rouge). (a) 374 mW (b) 500 mW (c) 745 mW (d) 1240 mW. Figure extraite de [48].

En utilisant également le concept d'instabilité de modulation stimulée, Fan Cunzheng et al. [49] proposent d'injecter des impulsions issues de deux lasers dans la fibre. Le décalage en fréquence entre les deux signaux est astucieusement choisi de façon à ce que **chaque laser bénéficie de du gain de MI de l'autre laser**, comme illustré Figure 24. Autrement dit, le gain d'instabilité modulationnelle généré par la propagation d'un des signaux laser amplifie préférentiellement l'autre laser plutôt que l'ASE.

L'énergie est donc échangée entre deux lasers très cohérents plutôt qu'avec l'ASE incohérent ce qui réduit efficacement le bruit sur la phase.

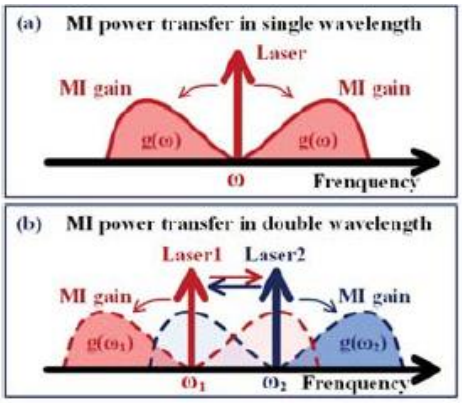


Figure 24 : Représentation schématique des transferts de puissance induits par la MI (a) avec un système à une longueur d'onde (b) avec un système de deux longueurs d'onde. Figure extraite de [49].

En analysant la rétrodiffusion générée à ces deux fréquences, les pertes engendrées par la MI liées aux transferts de puissance sont réduites. L'article annonce un gain de près de $10\ dB$ de puissance rétrodiffusée à $20\ km$ par rapport à un DAS classique.

La propagation simultanée de signaux de différentes fréquences pour induire une MI « stimulée » qui est contrôlée et exploitable peut être une solution astucieuse pour éviter les pertes et l'augmentation du bruit.

Néanmoins, les deux solutions proposées restent difficiles à mettre en place puisqu'elles requièrent des **composants spécifiques**, une **modification importante du bloc de génération de l'interrogateur et deux lasers coûteux**.

I.4. Conclusion

Nous avons pu introduire dans ce premier chapitre les **enjeux technologiques autours de l'augmentation de portée des capteurs acoustiques distribués à fibre optique**.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la pertinence de l'utilisation de la fibre optique comme **milieu sensible pour capter les vibrations et les signaux acoustiques**. Nous avons pu voir que la fibre est sensible aux déformations extérieures car elles provoquent à la fois **une variation de sa longueur** et de **son indice de réfraction**. Lorsqu'un signal se propage dans la fibre, les changements temporels de ces deux paramètres induisent une modification de la phase de ce signal. Finalement, **la présence d'une perturbation sur la fibre va venir moduler la phase du signal, et le déphasage introduit dépend linéairement de la contrainte. L'analyse de la rétrodiffusion permet donc de détecter la présence de contrainte**.

Ensuite, nous avons rappelé les différents mécanismes de diffusion présents dans une fibre lors de la propagation d'un signal et en particulier, le fonctionnement des technologies de **réflectométrie optique basées sur l'effet de diffusion Rayleigh,** qui fait l'objet de cette thèse. Les équations clés permettant de détailler théoriquement le principe des mesures OTDR et OFDR ont permis de préciser les limitations propres à chaque méthode d'analyse de la rétrodiffusion. Ainsi, nous avons exposé les différents arguments qui ont motivé l'utilisation d'un DAS commercial basé sur la **technologie φ-OTDR et une détection cohérente** pour poursuivre nos travaux.

Dans la continuité de cette analyse, nous avons présenté les différentes étapes permettant d'extraire de la rétrodiffusion l'information de contrainte et les paramètres primordiaux de la mesure DAS, qui

seront ajustés pendant les mesures. Le **taux de répétition des impulsions (PRF)**, définissant la **bande passante utile du capteur**, et la **longueur de jauge (GL)**, fixant la **résolution effective** du capteur virtuel acoustique, sont deux paramètres déterminants pour les performances du DAS. Nous avons également présenté le critère clé qui quantifiera les performances à longue distance lors de nos mesures, le **plancher de bruit**, ainsi que les étapes du protocole permettant son calcul.

Dans un second temps, après avoir détaillé les principes physiques, les étapes de calcul, et les paramètres clés intervenant dans la mesure distribuée de la contrainte, nous avons présenté différentes **pistes d'optimisation** des interrogateurs DAS φ-OTDR pour la mesure à longue distance que l'on retrouve dans l'état de l'art. Nous avons pu voir que **l'amélioration progressive du bloc de détection** a joué un rôle déterminant dans l'augmentation des performances en termes de sensibilité et de portée. Par la suite, l'ajout de **modules d'amplification localisée et/ou distribuée** s'est imposé comme les solutions de prédilection pour l'augmentation de la portée malgré les contraintes techniques et financières associées. D'autres propositions reposant sur la **complexification du codage des impulsions** ont également été mentionnées. Bien que certaines de ces solutions améliorent effectivement les performances à longue distance, elles amènent d'autres inconvénients, notamment sur le temps de traitement.

Dans ce contexte particulier, il a été choisi pour cette thèse de se focaliser sur **la limite en puissance injectée imposée par l'émergence d'effets non linéaires** lorsque de fortes puissances optiques sont utilisées. L'objectif est de comprendre les mécanismes derrière cette limite et d'étudier les solutions de gestion des effets mis en jeu. Le but final étant de **pouvoir augmenter la puissance crête des impulsions initiales** ce qui engendrerait une augmentation de la puissance rétrodiffusée en fin de fibre et donc **une augmentation de la portée sans apporter de contraintes matérielles supplémentaires à la mesure**.

La dernière section de ce chapitre fait donc l'état de l'art des propositions existantes concernant la compréhension et la gestion des effets non linéaires limitant la mesure DAS. L'écrasante majorité des études sur le sujet s'intéresse au phénomène prépondérant **d'Instabilité Modulationnelle (MI)** qui engendre une **déplétion de la puissance à la fréquence porteuse** et une **augmentation du bruit**. Les articles de références mentionnés identifient la forme et l'OSNR de l'impulsion initiale comme paramètres critiques. Dans certains travaux, un autre phénomène, appelé **auto-modulation de phase (SPM)**, est parfois mentionné mais sa gestion reste peu étudiée.

L'identification des **paramètres critiques régissant le régime non linéaire,** l'influence du **profil et de la durée de l'impulsion** utilisée et le **filtrage du bruit** sont les principales pistes que l'on a souhaité explorer dans cette thèse pour augmenter la portée d'un DAS φ-OTDR.

Les deux effets non linéaires évoqués, **MI et SPM** sont d'abord étudiés en détail numériquement dans le Chapitre II, grâce à l'implémentation d'un **modèle numérique de propagation d'impulsion**, puis à travers des **mesures de rétrodiffusion** présentées dans le Chapitre III, réalisées grâce à un **interrogateur DAS commercial**. Enfin, différentes **solutions pour gérer ces effets** sont évaluées numériquement et expérimentalement dans le Chapitre IV.

Chapitre II. Modèle de propagation d'impulsions appliqué à un montage φ- OTDR

Cette thèse a pour motivation d'améliorer les performances d'un interrogateur DAS basé sur la technologie φ-OTDR à détection cohérente. Dans le chapitre précédent, nous avons montré que cette technologie est à privilégier pour la longue portée et nous avons expliqué notre choix de travailler sur la compréhension et la gestion des effets non linéaires dans l'objectif d'augmenter la portée de ce type de capteur. Ces phénomènes indésirables imposent une limite sur la puissance crête des impulsions envoyées dans la fibre et donc également **une limite sur le niveau de signal rétrodiffusé en fin de fibre**. Il est donc primordial, lorsque l'on s'intéresse aux applications de longue distance, d'essayer de **comprendre et de prédire numériquement le comportement du signal en présence de ces effets**.

Ainsi, l'objectif de ce chapitre est d'étudier numériquement l'évolution d'une impulsion laser, typique des applications de réflectométrie Rayleigh, dans une fibre optique afin d'aboutir à **un outil de prévision de performances φ-OTDR** en régime non linéaire. La construction d'un tel modèle numérique passe par la compréhension des phénomènes d'interaction lumière-matière dans la fibre et de leur mise en équation, qui seront décrites dans ce chapitre.

L'évolution du champ électrique dans un guide d'onde est régie par **l'Equation Non Linéaire de Schrödinger (NLSE)**. Cette équation dérive de la résolution des équations de Maxwell appliquées au champ, défini mathématiquement par un complexe représentant un ensemble d'ondes planes de différentes fréquences. Elle existe sous différentes formes plus ou moins complexes dans la littérature et est fréquemment utilisée pour résoudre des problèmes liés à des applications optiques [53].

Dans un premier temps, modéliser numériquement l'évolution des impulsions laser utilisées en φ-OTDR passe donc nécessairement par une résolution numérique de cette équation. Différentes méthodes numériques propres à la résolution d'équations différentielles sont disponibles, on peut citer par exemple la méthode des différences finies ou la méthode de Runge-Kutta qui ont pu être utilisées dans différents travaux s'intéressant à l'évolution de champs électromagnétiques [54], [55], mais **la méthode de Fourier à pas divisé (SSFM – Split Step Fourier Method)** s'impose très largement comme l'approche la plus adoptée pour la résolution de la NLSE dans le cadre des applications à fibre optique de par son efficacité de calcul et sa précision [56], [57].

Par conséquent, c'est cette méthode qui a été choisie dans le cadre de cette thèse et qui sera exposée dans le début du chapitre. Des résultats de calculs numériques simples seront présentés. Ils permettent non seulement de témoigner du bon fonctionnement du modèle implémenté, mais aussi, illustrent les propriétés des phénomènes de dispersion et de non linéarité mis en jeu dans la fibre. Ces résultats aboutissent également à **une synthèse des phénomènes dominants dans les configurations d'impulsions utilisées en OTDR**.

Dans un second temps, le modèle numérique sera complété pour reproduire plus fidèlement la mesure φ-OTDR en prenant en compte le rôle de chaque élément de l'interrogateur. On passe ainsi de l'étude d'une impulsion se propageant en direct dans une fibre à une analyse d'un signal interférométrique, résultat du couplage entre signal rétrodiffusé et l'oscillateur local, comme exploité lors d'une mesure DAS utilisant un schéma de détection cohérente.

Les phénomènes physiques d'interaction lumière-matière ainsi que la méthode de Fourier à pas divisé sont largement détaillés dans la littérature. Nous ne présenterons donc ici que les étapes importantes de calcul, nécessaires à la bonne compréhension du modèle.

II.1. Modèle théorique de la propagation d'impulsions dans une fibre

II.1.1. Résolution de l'Equation Non Linéaire de Schrödinger (NLSE)

II.1.1.1. Equation et définition des termes

La propagation d'une impulsion laser dans une fibre optique entraîne des modifications de certaines de ses caractéristiques. Ces modifications s'expliquent notamment par les interactions entre la lumière et le milieu de propagation. Trois principaux phénomènes vont altérer la puissance, la forme et la phase de l'impulsion :

- L'atténuation
- La dispersion
- Les effets dits non linéaires

L'évolution de l'impulsion en présence de ces trois effets est régie par l'**équation non linéaire de Schrödinger (NLSE)** présentée ci-dessous [53], [58]:

$$\frac{\partial A}{\partial z}(z,t) = -\frac{\alpha}{2}A(z,t) + \left(\sum_{n=2}^{N} i^{n+1}\frac{\beta_n}{n!}\frac{\partial^n A}{\partial t^n}(z,t)\right) + i\gamma A(z,t)|A(z,t)|^2 \qquad \text{II-1}$$

avec α le coefficient de pertes linéiques, β_n le paramètre de dispersion linéaire d'ordre n, γ le coefficient de non linéarité et $A(z,t)$ l'enveloppe complexe du champ électrique. Pour obtenir cette relation à partir des équations de Maxwell, l'évolution de $A(z,t)$ doit être lente devant la période d'oscillation du champ. Typiquement à $1550\ nm$, la période d'oscillation de l'onde électromagnétique est d'approximativement $5\ fs$ et les variations de l'enveloppe du champ considérées dans les applications OTDR correspondent à des durées caractéristiques de minimum $10\ ns$. Cette condition est donc bien remplie pour le domaine d'application visé.

Les trois termes de la partie droite de l'équation correspondent donc, dans l'ordre, aux trois effets mentionnés d'atténuation, de dispersion et de non linéarité dont dépend la variation temporelle de l'enveloppe du champ $A(z,t)$, terme de gauche de l'équation. Ces trois contributions seront détaillées dans les sections suivantes. L'enveloppe complexe du champ et la puissance optique instantanée sont liées par la relation :

$$P(z,t) = |A(z,t)|^2 \qquad \text{II-2}$$

Pour estimer **la variation de puissance relative au fil de la propagation**, on évaluera donc la quantité $|A(z,t)|^2$[2]. Notre premier objectif est de comprendre comment résoudre numériquement l'équation (II-1) afin de **prédire l'évolution de l'impulsion au cours de sa propagation** dans une fibre connue.

II.1.1.2. Méthode de Fourier à pas divisé

La méthode la plus répandue pour résoudre ce type d'équation différentielle est la méthode de Fourier à pas divisé, appelée Split Step Fourier Method (SSFM), que l'on retrouve dans une écrasante majorité

[2] Rigoureusement, la puissance optique est proportionnelle au carré du champ électrique et on devrait écrire $P(z,t) \propto |A(z,t)|^2$. Dans notre cas, $A(z,t)$ est directement défini à partir de la description en puissance de l'impulsion, comme la racine de la puissance, on peut donc considérer $P(z,t) = |A(z,t)|^2$.

de travaux traitant de la propagation d'impulsion. Cette méthode consiste à trouver une solution approchée de la NLSE (II-1) à partir des solutions analytiques de la partie linéaire puis de la partie non linéaire de cette équation. Cette approximation revient à estimer que les effets non linéaires et linéaires peuvent être découplés sur de très courtes distances et appliqués successivement au champ.

Cette méthode est particulièrement adaptée aux applications de fibres optiques, de par sa rapidité dans la résolution de problèmes à une dimension sur de longues distances avec des moyens informatiques limités. Elle se traduit par une succession de calculs simples et rapides appliqués dans le domaine temporel puis fréquentiel, via des transformées de Fourier rapides (FFT). Plusieurs déclinaisons de cette méthode ont été élaborées afin d'optimiser cette technique en améliorant sa robustesse [56]. La méthode qui a été employée dans la suite de ce travail est appelée **méthode de Fourier à pas divisé symétrique** et possède l'avantage d'avoir un ordre de convergence de 2, supérieur à celui du schéma simple, en ajoutant simplement une étape de calcul. Cette méthode étant déjà très référencée, nous présenterons seulement les grandes étapes du calcul dans la partie suivante. Par exemple, une analyse détaillée des différents schémas et de leur ordre de convergence est proposée dans les travaux [57], [58].

Dans le schéma simple, dispersion puis effets non linéaires et atténuation sont successivement appliqués sur des portions de fibre de taille h, petites devant la longueur de fibre (typiquement de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres à comparer à plusieurs kilomètres). La méthode symétrique possède trois étapes illustrées Figure 25, qui seront rapidement exposées dans cette section.

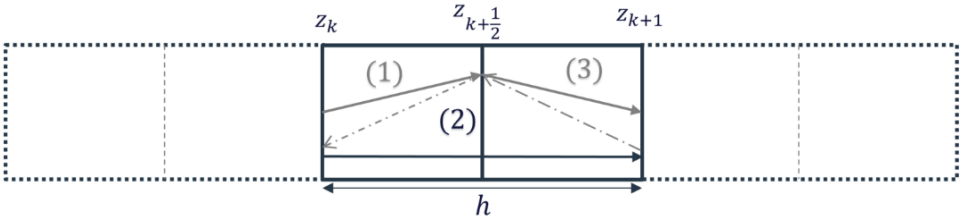


Figure 25 : Schéma représentatif de la méthode de Fourier à pas divisé. Le paramètre h représente la longueur d'un segment entre les positions z_k et z_{k+1} et (n) représente les différentes étapes de la résolution numérique décrites dans le texte.

La variable de temps t, considérée dans l'enveloppe du champ $A(z,t)$ que l'on retrouve équation II-1, représente un temps local dans le référentiel de l'impulsion de manière à ce que l'origine des temps soit toujours au centre de l'impulsion. Cette variable est liée au temps absolu τ par la relation :

$$t = \tau - \frac{z}{v_g} \qquad \text{II-3}$$

Le but de la résolution numérique est donc, pour chaque position z de l'impulsion se propageant dans la fibre à la vitesse v_g, de résoudre la NLSE afin d'obtenir l'évolution temporelle de l'enveloppe complexe A dont le module au carré donne le profil temporel de l'impulsion.

A partir de (II-1), on définit les opérateurs linéaires $\widehat{D}$ et non-linéaire $\widehat{N}$:

$$\widehat{D} : A(z,t) \rightarrow \sum_{n=2}^{N} i^{n+1} \frac{\beta_n}{n!} \frac{\partial^n A(z,t)}{\partial t^n} \qquad \text{II-4}$$

$$\widehat{N} : A(z,t) \rightarrow -\frac{\alpha}{2} A(z,t) + i\gamma A(z,t)|A(z,t)|^2 \qquad \text{II-5}$$

La NLSE s'écrit ainsi :

$$\frac{\partial A}{\partial z}(z,t) = \widehat{D}.A(z,t) + \widehat{N}\big(A(z,t)\big) \qquad \text{II-6}$$

La méthode de Fourier à pas divisé permet de trouver une solution approchée de l'équation ci-dessus en considérant que **les opérateurs $\widehat{D}$ et $\widehat{N}$ commutent, ce qui revient à considérer les évènements linéaires et non linéaires indépendants sur de courtes distances**. Ainsi, les trois étapes permettant le calcul de la solution sont :

Etape 1 : Résoudre l'équation avec uniquement l'opérateur linéaire (II-4) pour trouver la solution au problème **linéaire** $A_k^{D+}(z,t)$ sur la demi-portion $\left[\, z_k, z_{k+\frac{1}{2}} \right]$. On utilise la solution finale de la portion précédente, au rang $k-1$, estimée au point z_k et qui s'écrit $A_{k-1}(z_k,t)$. La fonction $A_k^D(z,t)$ est donc solution du système suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial A_k^{D+}}{\partial z}(z,t) = D.A_k^{D+}(z,t) \\ A_k^{D+}(z_k,t) = A_{k-1}(z_k,t) \end{cases} \qquad \text{II-7}$$

Etape 2 : Même raisonnement cette fois à partir de l'opérateur non linéaire (II-5) pour trouver la solution au problème **non linéaire** $A_k^N(z,t)$. On utilise la solution calculée au rang k, estimée au point $z_{k+\frac{1}{2}}$ et qui s'écrit $A_k^{D+}(z_{k+\frac{1}{2}},t)$. La fonction $A_k^N(z,t)$ est donc solution du système suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial A_k^N}{\partial z}(z,t) = N.A_k^N(z,t) \\ A_k^N(z_k,t) = A_k^{D+}(z_{k+\frac{1}{2}},t) \end{cases} \qquad \text{II-8}$$

Etape 3 : Résoudre à nouveau le problème **linéaire** sur la demi-portion restante $[\, z_{k+\frac{1}{2}}, z_{k+1}\,]$ pour trouver la solution finale du problème en z_k . On cherche $A_k^{D-}(z,t)$ solution au problème **linéaire,** à partir de la solution non linéaire estimée au rang $k+1$, qui s'écrit $A_k^N(z_{k+1},t)$. La fonction est donc solution du dernier système :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial A_k^{D-}}{\partial z}(z,t) = D.A_k^{D-}(z,t) \\ A_k^{D-}(\,z_{k+\frac{1}{2}},t) = A_k^N(z_{k+1},t) \end{cases} \qquad \text{II-9}$$

L'approximation de la solution $A(z_{k+1},t)$ notée A_{k+1} est donnée par la fonction $A_k^{D-}(\,z_{k+1},t)$. Ainsi, **l'enveloppe complexe du champ peut être calculée pour chaque position dans la fibre**, sur une portion h, à partir de l'enveloppe calculée à la position précédente.

On propose dans la partie suivante de décrire les phénomènes physiques correspondant à chaque terme de la NLSE, équation II-1, en gardant à l'esprit les ordres de grandeurs caractéristiques des impulsions utilisées en φ-OTDR : des impulsions d'une dizaine à plusieurs centaines de nanosecondes et de puissance maximale $1W$. L'objectif est donc d'identifier les impacts de l'atténuation, de la dispersion chromatique et des non-linéarités pour ces impulsions en s'appuyant sur des figures issues de résultats du code basé sur la méthode décrite ci-dessus, implémentée en Matlab.

II.1.2. Validation du modèle : cas connus

II.1.2.1. Pertes linéiques

Différents phénomènes participent à l'atténuation d'un signal optique se propageant dans une fibre. On peut citer les pertes par guidage, intrinsèques à l'utilisation de guides d'onde, qui incluent notamment les pertes de bord, prenant en compte la fuite du signal qui s'échappe du cœur du matériau, et les pertes par rayonnements, dues à la présence de changements de directions brusques causées par de microscopiques ou macroscopiques courbures de la fibre. Une fraction significative des pertes est surtout liée au matériau constituant le guide et les interactions possibles avec la lumière s'y propageant, telles que l'absorption, déterminée par les bandes caractéristiques d'absorption du matériau et les phénomènes de diffusion (Rayleigh, Raman et Brillouin) décrits chapitre 1.

Ces pertes sont rassemblées dans un coefficient de pertes linéiques α, qui s'exprime en km^{-1} et qui lie la puissance transmise à une distance z de fibre parcourue $P(z)$ à la puissance injectée à l'entrée de fibre P_{in} via la relation :

$$P(z) = P_{in}\ exp(-\alpha\ z) \qquad \text{II-10}$$

En pratique, ce coefficient est exprimé le plus souvent en dB/km. Pour rappel, il atteint un minimum de $\sim 0.2\ dB/km$ à une longueur d'onde de $1550\ nm$ pour une fibre standard de communication. Le coefficient α_{dB} en $dB.km^{-1}$ est lié à α par la relation :

$$\alpha_{dB} = \frac{10}{ln\ (10)}\ \alpha \qquad \text{II-11}$$

La présence de pertes est donc prise en compte dans le premier terme de droite de la NLSE II-1. On retrouve ainsi l'équation II-10 en résolvant II-1 en absence des deux autres termes de dispersion et de non linéarité. **L'atténuation linéique de la fibre n'a donc d'effets que sur l'amplitude de l'enveloppe complexe $A(z,t)$ et de fait, que sur la puissance de l'impulsion laser**. On présente ci-dessous l'évolution numérique de la puissance crête d'une impulsion gaussienne de $50\ mW$ et de largeur $100\ ns$, dans un régime linéaire pur.

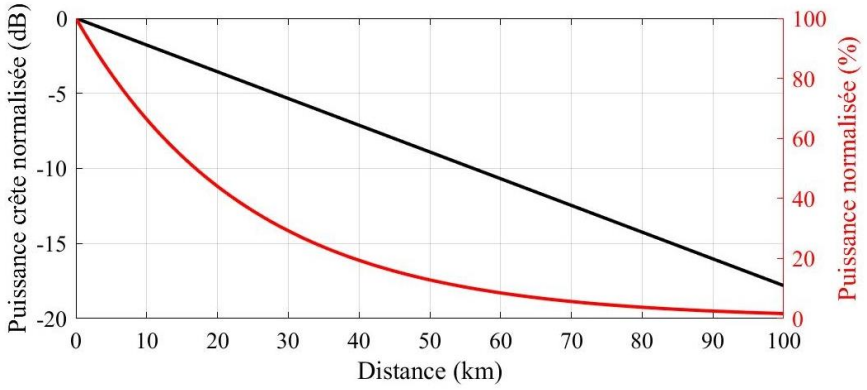


Figure 26 : Evolution de la puissance normalisée d'une impulsion gaussienne de $50\ mW$ et $100\ ns$ selon la distance de fibre. En rouge, on retrouve l'évolution en échelle linéaire et en noir l'évolution en échelle logarithmique.

L'évolution de la puissance que l'on peut voir Figure 26 est normalisée par rapport à la puissance initiale. De cette façon, on obtient l'évolution générique de l'atténuation. En échelle logarithmique, on retrouve bien l'atténuation linéaire d'une fibre SMF traditionnelle de $0.18\ dB/km$, c'est donc

l'évolution référence de l'atténuation pour toute configuration d'impulsion lorsque le régime de la mesure est linéaire.

Comme discuté précédemment, ces pertes engendrent une **diminution de la puissance** lors de la propagation qui est intrinsèque à l'utilisation d'une fibre optique, ce qui influence directement la **quantité de signal rétrodiffusé et donc le rapport signal à bruit final de notre mesure DAS**. Cette diminution de la puissance et augmentation du bruit au fur et à mesure que la distance s'allonge introduit donc une **limite sur la portée de l'interrogateur**.

II.1.2.2. Dispersion chromatique

La réponse d'un milieu à un signal lumineux dépend de sa fréquence, ce qui peut se traduire comme **une dépendance fréquentielle de l'indice de réfraction**. Chaque composante spectrale ω du signal évolue à une vitesse $v(\omega) = \frac{c}{n(\omega)}$ ce qui entraîne une modification des propriétés de l'impulsion qui peut se compresser ou s'étaler temporellement au fil de la propagation, l'impulsion n'étant pas parfaitement monochromatique [53], [59].

Ce phénomène de dispersion est appréhendé à travers la constante de propagation $\beta(\omega)$ qui régit la différence de phase spatiale engendrée pour chaque composante fréquentielle du champ. La fonction exacte $\beta(\omega)$ n'étant pas connue, il est d'usage de décomposer $\beta(\omega)$ en série de Taylor autour de la fréquence porteuse du signal d'intérêt ω_o pour obtenir différents ordres de dispersion β_n tels qu'on les retrouve dans II-1 :

$$\begin{cases} \beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \cdots \\ \beta_0 = \beta(\omega_0), \qquad \beta_n = \left.\frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n}\right)_{\omega=\omega_0} \end{cases} \quad \text{II-12}$$

Les trois premiers ordres de dispersion s'expliquent facilement physiquement :

$\boldsymbol{\beta_1}$: Inverse de la vitesse de groupe définie à partir de la composante ω et de son vecteur d'onde associé k, le coefficient rend compte de la vitesse de propagation de l'énergie qui peut résulter en un délai, par comparaison à la vitesse de phase v_φ, définie équation I-1. Comme expliqué dans la section II.1.1.2, on résout notre équation non linéaire en se plaçant dans le référentiel de l'impulsion prenant déjà en compte cette vitesse de groupe II-3. Ce changement de variable nous permet de ne pas prendre en compte ce terme dans l'équation différentielle à résoudre.

$$\beta_1 = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g} \quad \text{II-13}$$

$\boldsymbol{\beta_2}$: Traduit la variation de la vitesse de groupe avec la fréquence, comme exprimé équation II-14, il peut être appelé coefficient de variation de la vitesse de groupe ou encore coefficient de dispersion chromatique d'ordre 2. La valeur de β_2 se calcule facilement à partir du coefficient de dispersion linéaire D qui prend en compte à la fois la dispersion chromatique du matériau et du guide d'onde considéré. Les deux coefficients sont liés par la relation II-15.

$$\beta_2 = -\frac{1}{{v_g}^2}\frac{\partial v_g}{\partial \omega} \quad \text{II-14}$$

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \qquad \text{II-15}$$

Il existe alors une longueur d'onde de dispersion nulle λ_0, de 1,3 µm pour les fibres standards, qui définit deux régimes : anormal $D > 0$, propagation plus rapide des basses fréquences et normal $D < 0$. Cette valeur de λ_0 dépend de la géométrie du guide et des constituants de la fibre, elle peut être modifiée par l'ajout de dopants qui modifient le profil d'indice transverse de la fibre.

$\boldsymbol{\beta_3}$ **:** Exprime la variation de D en fonction de la fréquence, autrement dit, il traduit la variation de la dispersion chromatique le long du spectre du signal.

Prendre en compte les dispersions d'ordre égal ou supérieur à 3 est primordial lorsque l'on considère des impulsions ultracourtes (de l'ordre de plusieurs femtosecondes) ou des signaux à très large spectre, i.e. où les variations de la valeur de la dispersion linéaire sont significatives et doivent être considérées. Dans notre cas, on considérera donc uniquement la dispersion linéaire d'ordre 2, nos applications utilisant des impulsions laser relativement longues et étroites spectralement (de l'ordre de quelques hertz à quelques kilohertz selon le laser utilisé). La NLSE II-1 devient donc :

$$\frac{\partial A}{\partial z}(z,t) = -\frac{\alpha}{2} A(z,t) - \frac{i\,\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}(z,t) + i\gamma A(z,t)|A(z,t)|^2 \qquad \text{II-16}$$

En l'absence d'autres effets (atténuation et effets non linéaire) et en considérant une impulsion initiale gaussienne de largeur t_0, qui s'écrit donc :

$$A(0,t) = exp\left(-\frac{t^2}{{t_0}^2}\right) \qquad \text{II-17}$$

l'équation non linéaire de Schrödinger II-18 peut se résoudre facilement en passant par le domaine de Fourier. On trouve ainsi la solution [59]:

$$A(z,t) = \frac{t_0}{\sqrt{{t_0}^2 - i\beta_2 z}} exp\left(-\frac{t^2}{2({t_0}^2 - i\beta_2 z)}\right) \qquad \text{II-18}$$

La dispersion chromatique influence donc à la fois la puissance crête de l'impulsion et sa largeur temporelle par rapport à l'expression de $A(0,t)$. On constate également dans II-18 que la dispersion chromatique peut affecter le contenu spectral de l'impulsion par l'ajout d'un terme de phase complexe dépendant du temps. Cette variation de la phase induite par la dispersion est qualifiée de **phase linéaire**, car intervenant dans la partie linéaire de la NLSE (cf. II.1.1.2 opérateur linéaire $\widehat{D}$).

Afin d'illustrer l'effet de la dispersion, on s'intéresse exceptionnellement à une impulsion de 10 ps, très courte devant les durées caractéristiques de plusieurs nanosecondes utilisées en DAS. Choisir une impulsion plus courte pour cette démonstration permet de se mettre dans une configuration classique d'observation des effets dispersifs. On discutera ensuite du phénomène pour les durées d'impulsion propres à nos applications.

L'évolution de cette impulsion à faible puissance (10 mW de puissance crête) est obtenue numériquement par résolution de la NLSE et présentée Figure 27. L'élargissement temporel subi par l'impulsion dû à la présence de dispersion chromatique y est clairement observé après 10 km de propagation dans une fibre SMF traditionnelle. Pour cette faible puissance crête, le régime peut être

considéré comme linéaire pur : on ne constate les effets que de l'atténuation et de la dispersion. Au-delà d'une certaine puissance seuil, dont nous discuterons plus tard, l'impact de la présence d'effets non linéaires s'ajouterait à cette transformation.

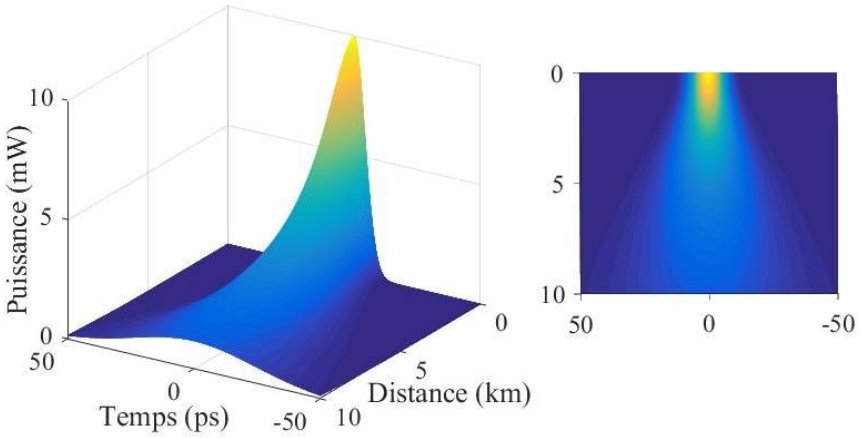


Figure 27 : Elargissement d'une impulsion gaussienne de largeur à mi-hauteur 10 ps et puissance crête de 10 mW.

Il convient de rappeler que, comme mentionné plus haut, la méthode de Fourier à pas divisé doit son efficacité à la résolution partielle de la NLSE dans le domaine de Fourier (étapes 1 et 3 de la section II.1.1.2), où les effets de la dispersion se traduisent numériquement par une simple multiplication. **Le contenu fréquentiel est donc logiquement inversement proportionnel à la largeur des impulsions, limitées par transformée de Fourier.** Il est donc important de préciser, que ce soit à 10 ps ou plusieurs dizaines de nanosecondes, la largeur spectrale qui est prise en compte correspond à la transformée du fenêtrage temporel induit par la présence de la modulation $A(z,t)$ rendant compte de la forme de l'impulsion, devant laquelle la largeur de raie du laser est négligeable (plusieurs dizaines de mégahertz devant quelques kilohertz maximum). Nous reviendrons sur ce point plus en détail dans la section II.1.3.2.

On peut alors rendre compte de l'importance de la dispersion via le paramètre du taux d'élargissement temporel E de l'impulsion au fil de la propagation, qui s'exprime comme le rapport entre la largeur de l'impulsion gaussienne à une distance z sur la largeur initiale t_0 [59]. Ce taux E s'écrit théoriquement :

$$E = \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \qquad \text{II-19}$$

On se propose de calculer l'évolution du taux d'élargissement E en fonction de la distance directement à partir de la formule théorique II-19 et de le comparer aux résultats du modèle numérique (Figure 28 (a)). Le taux d'élargissement E numérique est calculé à partir du profil de l'impulsion obtenu à plusieurs positions (Figure 28 (b)) puis ajusté à une fonction gaussienne pour en extraire la durée. La comparaison sur 20 km est faite pour un pas d'échantillonnage spatial h de $400\ m, 100\ m$ et $4\ m$.

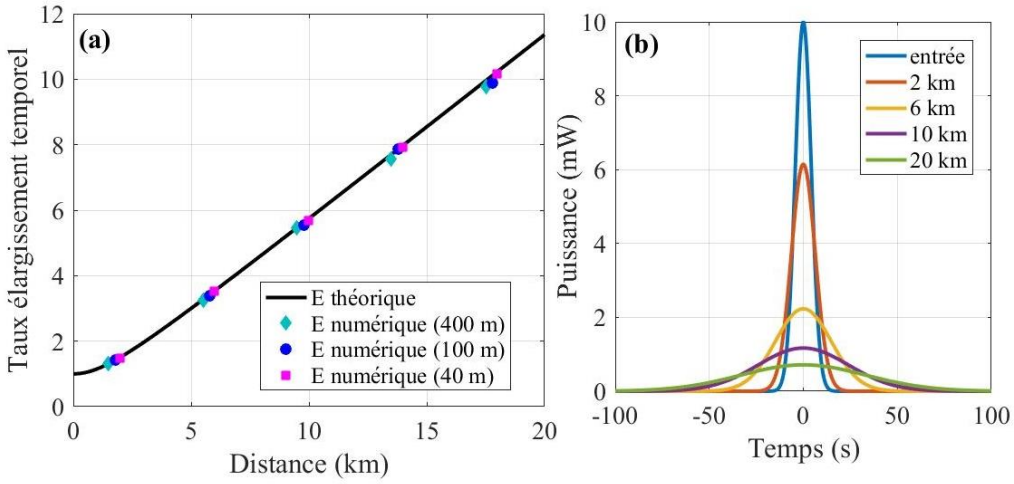


Figure 28 : Evolution d'une gaussienne de largeur à mi-hauteur 10 ps et puissance crête 10 mW dans une fibre de 20 km a) Comparaison de l'évolution numérique et analytique du taux d'élargissement temporel et b) évolution du profil de l'impulsion à plusieurs positions.

Remarque :
On remarque que le choix de l'échantillonnage n'a que très peu d'impact sur la mesure finale : les points obtenus suivent la tendance théorique. Le faible écart entre les points est avant tout le résultat d'un manque de précision sur la position lorsque l'échantillonnage est trop faible. La dispersion correspond à la partie linéaire de l'équation et n'est pas le phénomène limitant pour le nombre de points.

Dans cette section a été présentée l'influence de la dispersion pour une impulsion de 10 ps ce qui reste une durée d'impulsion très courte devant le minimum de 10 ns utilisé en réflectométrie. Une longueur caractéristique de dispersion peut être définie à partir de II-19 comme la distance à partir de laquelle l'impulsion gaussienne s'est élargie d'un facteur $\sqrt{2}$ [59] :

$$L_D = \frac{{t_0}^2}{|\beta_2|} \qquad \text{II-20}$$

En calculant cette longueur caractéristique avec $\beta_2 = -20\, ps^2 km^{-1}$, valeur générique du coefficient de dispersion d'ordre 2 pour une fibre monomode de télécommunication, on trouve $L_D \sim 1800\, km$ pour une impulsion de largeur à mi-hauteur $T_p = 10\, ns$ contre $L_D \sim 1{,}8\, km$ pour $T_p = 10\, ps$.

En conclusion, à elle seule, **la dispersion n'a pas d'influence sur le profil temporel de notre impulsion**. Néanmoins, nous verrons plus tard qu'elle ne peut pas être négligée, car elle intervient dans l'apparition de l'Instabilité Modulationnelle, voir section II.1.2.4.

II.1.2.3. Auto-modulation de phase (SPM)

Le dernier terme de la NLSE II-1 qui n'a pas été explicité $i\gamma A(z,t)|A(z,t)|^2$ lie le coefficient de non linéarité γ et le module au carré de l'enveloppe du champ, autrement dit le profil temporel en puissance de l'impulsion. Ce terme traduit en fait directement **l'effet Kerr**, c'est-à-dire la dépendance de l'indice de réfraction du milieu non linéaire à l'intensité de la lumière qui s'y propage. Il en résulte que la phase optique d'une impulsion traversant une fibre est alors modulée par son propre profil d'intensité, ce phénomène est appelé **Auto-Modulation de Phase (SPM)**. Le coefficient de non linéarité ou coefficient Kerr s'exprime comme [53], [59], [60] :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c} \qquad \text{II-21}$$

où n_2 est l'indice de réfraction non linéaire qui dépend de la susceptibilité électrique d'ordre 3 du milieu de propagation et ω_0 la pulsation du signal.

En l'absence de dispersion et d'atténuation, la NLSE I-16 peut être analytiquement résolue et sa solution s'écrit alors [59] :

$$A(z,t) = A(0,t)\, exp(i\gamma |A(0,t)|^2 z) \qquad \text{II-22}$$

Le module de l'enveloppe complexe n'est pas modifié au cours de la propagation par le phénomène de SPM. Mais une phase non linéaire qui dépend du profil d'intensité est ajoutée et augmente avec la distance z de fibre parcourue :

$$\varphi_{NL} = \gamma |A(0,t)|^2 z \qquad \text{II-23}$$

Cette phase non linéaire accumulée entraîne **une variation de la fréquence instantanée et donc du profil spectral qui va s'élargir au fil de la propagation**. La variation de la phase non linéaire et donc par conséquent, la variation de fréquence, est liée aux fluctuations de puissance au sein de l'impulsion initiale selon la relation [50], [60]:

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial \varphi_{NL}}{\partial t} = -\gamma z \frac{\partial |A(0,t)|^2}{\partial t} \qquad \text{II-24}$$

Cette variation de fréquence est illustrée Figure 29, où on observe cette fois l'évolution du spectre d'une impulsion de $10\,ns$ et $1W$ en fonction de la distance, obtenue numériquement. Comme précisé dans la section précédente la largeur de raie initiale est définie par la transformée de Fourier du profil de l'impulsion. On remarque qu'au bout d'une distance de 10 km, le spectre s'est non seulement élargi et atteint plusieurs centaines de mégahertz mais un creux s'est créé au niveau de la fréquence centrale du signal. A haute puissance crête, **la SPM génère donc une perte de puissance à la fréquence porteuse. Ces pertes peuvent alors s'avérer significatives dans une mesure lorsque la bande passante après détection est plus petite que l'élargissement spectral induit par cet effet non linéaire, induisant une perte de puissance et donc une dégradation du rapport signal sur bruit de la mesure du signal rétrodiffusé.**

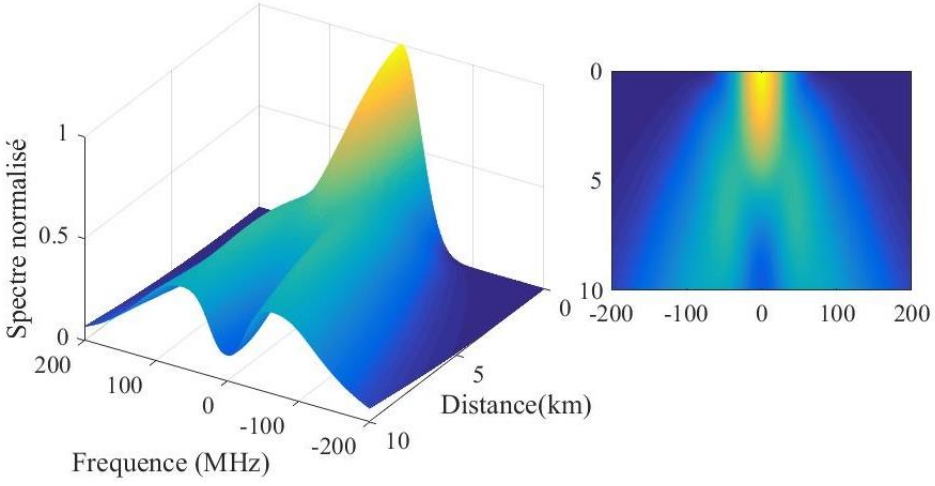


Figure 29 : Evolution du spectre d'une impulsion de $10\,ns$ et de puissance $1W$ le long d'une fibre de 10 km.

Contrairement aux résultats numériques présentés précédemment illustrant la dispersion d'ordre 2, nous sommes ici dans une configuration qui pourrait être utilisée en φ-OTDR. Et comme pour la dispersion chromatique, on peut définir une longueur caractéristique de régime non linéaire à partir de laquelle φ_{NL} est égale à un au centre de l'impulsion [59] :

$$L_{nl} = \frac{1}{\gamma |A(0,0)|^2} \qquad \text{II-25}$$

Pour l'utilisation particulière du DAS, des fibres monomodes standards SMF sont utilisées avec une puissance crête généralement limitée à $1\ W$ dont la valeur du coefficient Kerr moyen est connu et estimé le plus souvent à $\gamma = 1.3\ W^{-1}km^{-1}$ [61]. Dans cette configuration, on trouve L_{nl}~$0.8\ km$. En comparaison avec L_D précédemment calculé : $L_D > L \gg L_{nl}$. Quand les effets non linéaires sont clairement prépondérants, on peut parler de régime purement non linéaire. Dans le cas contraire, on parlerait de régime purement dispersif.

Pour conclure, nous avons montré dans cette section **l'impact de la SPM avec l'ajout d'une phase non linéaire** pouvant jouer un rôle important dans la mesure DAS. **L'élargissement du spectre au fil de la propagation qui en découle est observé nettement sur plusieurs centaines mégahertz** pour des configurations de durées d'impulsion et de puissance crête cette fois pertinentes dans le cadre de l'application visée.

On notera également que l'on semble ici confirmer l'absence d'effets significatifs de la dispersion en comparant les longueurs L_D et L_{nl} et une prépondérance de la SPM. Néanmoins, l'action de la dispersion sur la phase des composantes de notre signal participe à l'apparition du phénomène non linéaire décrit ci-après.

II.1.2.4. Instabilité modulationnelle (MI)

L'instabilité modulationnelle (MI) est un effet non linéaire **issu du couplage de la dispersion chromatique et de l'auto-modulation de phase, via la présence de fréquences parasites spécifiques dans le spectre de l'impulsion**. Comme nous l'avons montré, le phénomène de dispersion, et donc la phase linéaire qui en découle, est directement fonction de la fréquence considérée. Il en résulte que le couplage de la dispersion et de la SPM n'est possible qu'à certaines fréquences vérifiant une **condition d'accord de phase**. Le phénomène d'instabilité modulationnelle est décrit en détail dans la thèse dont elle fait l'objet correspondant à la référence [44].

Dans le cadre particulier de l'application DAS, des perturbations de fréquences différentes constituent le bruit large bande présent dans le signal. Comme nous l'avons vu précédemment dans le chapitre 1, ce bruit d'émission spontanée amplifiée (ASE) est dû à l'utilisation d'un amplificateur Erbium dans la chaîne de génération d'impulsion [45].

II.1.2.4.1. Régime linéaire

La MI peut être appréhendée comme le couplage d'une porteuse avec une multitude de petits signaux de différentes fréquences sur une large bande, ce qui en fait un phénomène très compliqué à décrire analytiquement. Différents modèles, simplifiés et souvent limités, permettent néanmoins de rendre compte analytiquement du phénomène. Une première approche consiste à tester la stabilité d'une solution constante définie par une puissance initiale P_0, telle que $A(0,t) = A_o = \sqrt{P_0}$, vérifiant l'équation non linéaire [53], [59]. On essaie donc de résoudre II-16 en négligeant le terme de perte. La dérivée temporelle d'un tel signal étant nulle, on retrouve donc la solution du régime non linéaire pure II-22.

Pour tester la stabilité de la solution, et prendre en compte la présence de bruit d'intensité, on ajoute alors à l'onde continue initiale une perturbation $a(0,t)$ petite devant l'amplitude du champ, telle que $|a|^2 \ll P_0$, on peut alors démontrer que la solution se complexifie. L'amplitude complexe s'écrit alors :

$$A(z,t) = [\sqrt{P_0} + a(z,t)]\, exp(i\gamma P_0 z) \qquad \text{II-26}$$

On peut alors injecter cette solution dans II-16 en gardant à l'esprit que $\sqrt{P_0}\, exp(i\gamma P_0 z)$ est solution de la NLSE et que $|a|^2 \ll P_0$. On obtient alors, après plusieurs simplifications, l'équation différentielle qui régit l'évolution de la fonction $a(z,t)$:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + 2i\gamma P_0 (a + a^*) \qquad \text{II-27}$$

On peut alors traiter séparément partie réelle et partie imaginaire en écrivant $a = a_1 + ia_2$. Il en découle un système de deux équations que l'on peut traduire dans le domaine fréquentiel afin de faciliter la résolution :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \hat{a}_1}{\partial z} = -\dfrac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 \hat{a}_2 \\ \dfrac{\partial \hat{a}_2}{\partial z} = \left(\dfrac{1}{2}\beta_2 \Omega^2 + 2\gamma P_0\right) \hat{a}_1 \end{cases} \qquad \text{II-28}$$

Avec $\hat{a}_{1,2}$les transformées de Fourier de $a_{1,2}$ et Ω l'écart de pulsation par rapport à la pulsation centrale. Les valeurs propres de la matrice associée à ce système s'écrivent :

$$K(\Omega) = \pm\, |\beta_2|\, \Omega\, (\Omega^2 + (4\gamma P_0/\beta_2))^{1/2} \qquad \text{II-29}$$

On retrouve ainsi la relation de dispersion liant K, le vecteur d'onde de la perturbation, à Ω sa pulsation, et la fonction a peut maintenant s'écrire :

$$a(z,t) = A\, exp\big(i(Kz - \Omega t)\big) + B\, exp(-i(Kz - \Omega t)) \qquad \text{II-30}$$

La nature de K dépend du régime de dispersion pour lequel a lieu la propagation. Dans le cas des fibres optiques SMF à la longueur d'onde de 1550 nm, le régime de dispersion chromatique est anormal et $\beta_2 < 0$. Le vecteur d'onde K peut alors être imaginaire pour des fréquences qui vérifient la condition :

$$\Omega^2 < (4\gamma P_0/\beta_2) \qquad \text{II-31}$$

L'ensemble de ces fréquences définit la bande qui va pouvoir bénéficier du gain d'instabilité modulationnelle. En effet, si ces fréquences sont présentes dans le spectre de l'impulsion, d'après l'équation II-30, leur amplitude augmente exponentiellement avec z au fil de la propagation. Un gain maximal d'instabilité modulationnelle peut être atteint pour des fréquences particulières qui remplissent la condition :

$$\Omega_{opt} = \Omega_o \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}} \qquad \text{II-32}$$

Physiquement, on vient donc de démontrer que lorsqu'une petite perturbation est ajoutée à une enveloppe constante, le lien entre sa pulsation Ω et son vecteur d'onde K est directement dépendant de

la puissance P_0 du signal constant et des phénomènes de dispersion et auto modulation de phase. En résulte une solution globale II-26 instable pour certaines fréquences pour lesquelles K est imaginaire et la perturbation $a(z,t)$ diverge lorsque z tend vers l'infini, voir II-30. **Ce modèle permet de comprendre le principe du régime linéaire de l'instabilité modulationnelle : en présence de bruit (ensemble de petites perturbations de différentes fréquences), la puissance du signal $A(z,t)$ à la fréquence f_0 est transférée à un ensemble de perturbations $a_n(z,t)$**, présentes dans la bande bénéficiant de la MI, qui voient leur puissance s'amplifier. Les caractéristiques de cette amplification, gain et bande, définissent le **gain d'Instabilité Modulationnelle** dont l'étude est l'objectif de nombreux travaux numériques, cf. section II.2.2.2.

Finalement, cette approche reste limitée car nécessairement, au-delà d'une certaine position, la condition de départ $|a|^2 \ll P_0$ n'est plus valable et on parle de régime d'instabilité modulationnelle non linéaire. En réalité, **lorsque le bruit atteint une puissance comparable à P_0, il se produit un échange d'énergie cette fois réversible entre le bruit et le signal à la fréquence porteuse appelé effet Fermi Pasta Ulam.**

II.1.2.4.2. Régime non linéaire

Une autre approche permet de comprendre analytiquement l'évolution de la MI en régime non linéaire et cherche à décrire les interactions entre le signal à la fréquence porteuse et deux autres signaux, on peut parler d'un mélange à trois ondes [44]. On considère donc l'évolution d'un signal E_0 à la pulsation ω_0, en présence de deux signaux Stokes E_s et anti-Stokes E_{as} aux pulsations $\omega_0 \pm \Omega$ tel que Ω appartient à la bande bénéficiant du gain de MI. En injectant la somme des trois signaux dans la NLSE, on obtient un set de trois équations qui régissent l'évolution de la puissance de chaque signal en fonction de la distance :

$$\begin{cases} \dfrac{dP_0}{dz} = 4\gamma P_o\sqrt{P_sP_i}sin\,(2\Delta\Phi) \\ \dfrac{dP_s}{dz} = -2\gamma P_o\sqrt{P_sP_i}sin\,(2\Delta\Phi) \\ \dfrac{dP_{as}}{dz} = -2\gamma P_o\sqrt{P_sP_i}sin\,(2\Delta\Phi) \end{cases} \qquad \text{II-33}$$

avec la phase relative :

$$\Delta\Phi = \frac{1}{2}[\varphi_p - \varphi_s - \varphi_{as} - \beta_2\Omega^2 z] \qquad \text{II-34}$$

Le système d'équations II-33 montre que l'échange entre la porteuse et les deux signaux dépendent du signe de $\sin(2\Delta\Phi)$:

- Lorsque $\sin(2\Delta\Phi) < 0$, l'échange d'énergie se fait depuis la fréquence centrale vers les signaux Stokes et anti-Stokes.
- A l'inverse, lorsque $\sin(2\Delta\Phi) > 0$, la porteuse récupère l'énergie dans les bandes voisines.

En considérant la phase relative initiale pour un gain maximal $\Delta\Phi(z=0) = \Delta\Phi_o = \frac{\pi}{4}$ et $P_{a,s} \ll P_0$, la variation de $\Delta\Phi$ peut se simplifier comme :

$$\frac{d\Delta\Phi}{dz} \sim -\frac{1}{2}[\beta_2\Omega^2 + 2\gamma P_0] \qquad \text{II-35}$$

Pour conserver un gain d'instabilité maximale et avoir $\frac{d\Delta\Phi}{dz} = 0$, on retrouve la condition II-32 sur la fréquence. On comprend bien via ce modèle, qui s'apparente à un modèle de mélange à trois ondes, que **l'instabilité modulationnelle est possible via une condition d'accord de phase** [62]. La variation de phase linéaire $\Delta\Phi_L = \beta_2\Omega^2 z$ provoquée par la dispersion sur une composante de la bande de gain d'instabilité est compensée par celle des effets non linéaires $\Delta\Phi_{NL} = 2\gamma P_o z$.

Comme expliqué précédemment, la dispersion est donc négligeable pour une impulsion gaussienne idéale dans les configurations qui nous intéressent (impulsion assez longue $\geq 10\,ns$ et de longueur d'onde 1550 nm).

En pratique, l'impulsion est bruitée après amplification par un EDFA via la présence d'ASE (Emission Spontanée Amplifiée). Le spectre de l'impulsion à considérer est donc bien plus large que le spectre de la porteuse et certaines des fréquences présentent dans le bruit bénéficieront du gain d'instabilité via cet accord de phase. Il convient également de souligner que ces deux approches ne permettent pas de décrire l'évolution réelle de ce signal bruité car constitué d'une multitude de composantes : **l'instabilité modulationnelle résulte de l'interaction de la porteuse avec tous les signaux présents dans le bruit**.

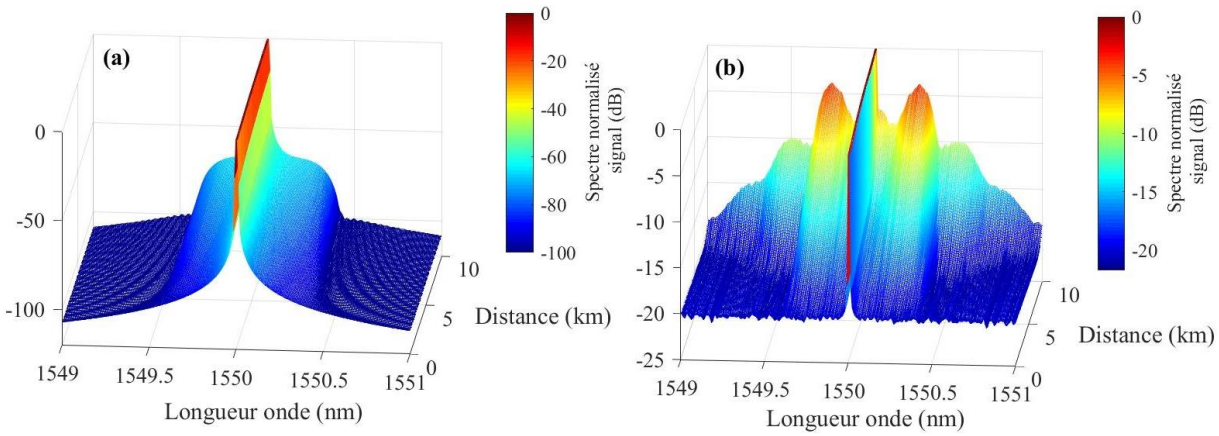


Figure 30 : Evolution du spectre d'une impulsion supergaussienne de durée $100\,ns$ et de puissance crête $500\,mW$ (a) sans bruit (b) lorsqu'un bruit blanc de densité spectrale $P_{DSP} = -135\,dB/Hz$ est ajouté à l'impulsion initiale. Les figures présentent l'évolution de la puissance moyenne en fonction de la distance et de la longueur d'onde (dans une bande de 1 GHz).

La résolution numérique de l'équation différentielle II-16 est donc primordiale car c'est la seule façon de prévoir précisément les échanges d'énergie dû à l'effet Fermi Pasta Ulam en présence de bruit. L'instabilité modulationnelle est mise en évidence Figure 30, résultat de la résolution numérique de la NLSE pour une impulsion supergaussienne de $100\,ns$ et de puissance crête $500\,mW$, exemple de configuration typiquement utilisée en DAS et en présence de bruit large bande. La MI se caractérise par l'impressionnante augmentation de ses deux lobes de gain maximal aux fréquences f_{opt} caractéristiques, correspondant aux fréquences optimales définies II-32, mais aussi par l'ampleur du transfert de puissance atteignant ici plusieurs nanomètres. Figure 30 (a) on présente un résultat en absence de bruit où on peut y discerner un très faible niveau de MI dû à la présence de hautes fréquences dans le spectre d'un signal quasi rectangulaire, mais au vu du rapport signal à bruit, l'effet sur le signal à la fréquence porteuse est négligeable. Ce rapport signal à bruit est par contre réduit à $5\,dB$ (sur une fenêtre de $1\,GHz$) sur la Figure 30(b) lorsqu'un fort bruit blanc est initialement ajouté. Cette importante augmentation du bruit se fait alors au détriment de la puissance contenue dans la porteuse, ce qui participe à détériorer le SNR.

Il existe également une condition sur la durée d'impulsion nécessaire à la génération de MI [59]. La durée de l'impulsion agit comme une fenêtre temporelle par rapport aux bruits ajoutés au signal et donc participe au filtrage de certaines composantes, voir Figure 31. Autrement dit, **la durée d'impulsion T_p doit donc être nécessairement grande devant la période des fréquences bénéficiant du gain d'instabilité T_{opt},** définie comme $2\pi/\Omega_{opt}$**.** Cette condition se traduit comme $T_p \gg T_{opt}$. Ainsi, **au plus l'impulsion se rapproche de la solution constante instable utilisée dans notre premier raisonnement analytique, au plus l'impulsion sera sensible à la MI.** Pour des impulsions de puissance crête $500\,mW$, f_{opt} est égal à $40\,GHz$ donc T_{opt} est de $25\,ps$. A la longueur d'onde de 1550 nm, cet écart en fréquence correspond à une variation de 0.2 nm ce qui est bien en accord avec la position des maxima des lobes observés Figure 30 . Les impulsions utilisées en DAS de minimum $10\,ns$ sont donc toutes confrontées à ce phénomène de MI car plus grandes que T_{opt} de plusieurs ordres de grandeurs.

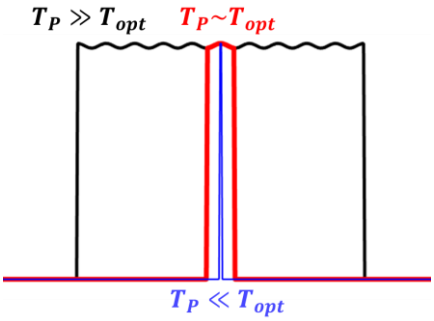


Figure 31 : Représentation schématique de l'effet de la durée d'une impulsion sur la présence du bruit.

Une variation de la MI avec la durée d'impulsion peut tout de même être étudiée. Pour ce faire, on compare les spectres à $10\,km$ dans la même configuration que précédemment pour deux impulsions quasi-rectangulaires de durée $T_p = 100\,ns$ puis $T_p = 40\,ns$. Les spectres après $10\,km$ de propagation dans la fibre possèdent une allure semblable avec les mêmes positions de maxima mais un bruit supérieur pour l'impulsion la plus longue. On confirme comme attendu la détérioration du rapport signal à bruit lorsque l'on augmente la durée d'impulsion. **Les formes et durées d'impulsions mises en jeu auront donc une influence directe sur le comportement des effets non linéaires dans la mesure**.

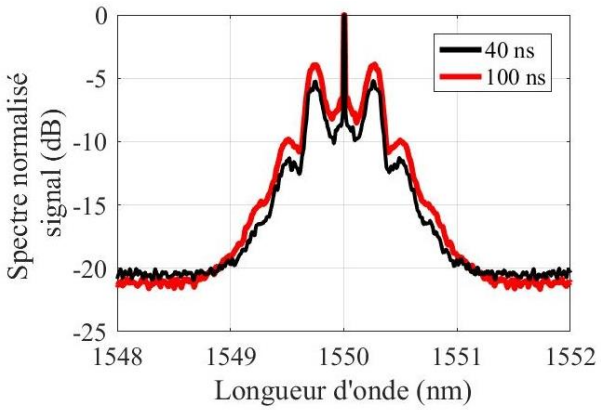


Figure 32 : Spectres d'impulsions supergaussiennes de durée $40\,ns$ et $100\,ns$, de puissance crête $500\,mW$ à 10 km lorsqu'un bruit blanc de densité spectrale $P_{DSP} = -135\,dB/Hz$ est ajouté à l'impulsion initiale. La figure présente la puissance moyenne en fonction de la longueur d'onde (dans une bande de 1 GHz).

L'**Instabilité Modulationnelle (MI)** se caractérise par **un couplage entre le bruit d'amplification (ASE) et le signal** lorsque la puissance initiale est élevée et le niveau de bruit optique est important. Le **régime linéaire** de la MI induit **une augmentation progressive du bruit au fil de la propagation**, au détriment de la porteuse qui **perd en puissance**. Le **régime non linéaire**, à plus haute puissance ou à plus longue distance, engendre des **échanges réversibles d'énergie** entre le bruit et la porteuse, ces échanges sont également connus sous le nom de **récurrence Fermi Pasta Ulam** [44], [45].

II.1.3. Limites du modèle

II.1.3.1. Synthèse des effets non linéaires

Dans cette thèse, nous nous intéresserons donc quasi-exclusivement aux deux effets non linéaires présentées dans la section précédente. Les résultats exposés section II.1.2.3 et II.1.2.4 ont montré comment l'Instabilité Modulationnelle (MI) et l'auto-modulation de phase (SPM) peuvent fortement modifier les impulsions après seulement **quelques kilomètres de propagation dans la fibre et dès l'utilisation de plusieurs centaines de milliwatts de puissance crête**. Comme présenté d'ailleurs dans l'état de l'art chapitre 1, la MI particulièrement est considérée comme le phénomène non linéaire le plus limitant dans les applications OTDR et dont on cherche de plus en plus à prédire le comportement et compenser les effets. Dans cette section, nous proposons donc de faire un catalogue rapide de l'ensemble des autres effets non linéaires existants pour en résumer les paramètres critiques et ordres de grandeur caractéristiques afin de justifier notre décision de seulement prendre en compte dans notre modèle numérique SPM et MI.

L'influence des caractéristiques de l'impulsion et les conséquences de la présence de MI et de SPM sont synthétisées sur le schéma ci-dessous, Figure 33, pour plus de clarté. La variation de fréquence induite par **SPM** dépend de la variation de la puissance dans l'impulsion et par conséquent de **sa durée et de sa forme**. Elle dépend également de la position dans la fibre. Une puissance seuil d'apparition de la SPM ne peut être déterminée que pour **une forme d'impulsion définie à position donnée et en fixant une tolérance sur la variation de la fréquence**. Typiquement, pour le résultat présenté Figure 29, une gaussienne de $1W$ de puissance crête et de largeur à mi-hauteur de $10\,ns$, à $10\,km$ la largeur spectrale du signal a plus que doublé par rapport à sa largeur définie par transformée de Fourier ($100\,MHz$). On retiendra donc que **la variation de fréquence induite par la SPM peut atteindre plusieurs centaines de mégahertz dès l'utilisation de puissances crêtes de l'ordre du watt**.

De même, pour la **MI**, le seuil d'apparition du phénomène doit être fixé pour un niveau de bruit donné et en choisissant un critère sur les **pertes de puissance au niveau de la porteuse** ou **sur le rapport signal à bruit** (bruit maximal aux fréquences optimales $f_0 \pm f_{opt}$). Dans le cas présenté Figure 30, la MI est déjà bien installée avec un faible rapport signal à bruit et un gain d'instabilité qui s'étend sur plus de $2\,nm$. On retiendra donc que la MI est nuisible dès **quelques centaines de milliwatts de puissance crête**. On a vu dans le chapitre 1 que la définition du seuil de MI et la recherche d'une formule empirique fait l'objet de plusieurs recherches. Traditionnellement dans la littérature traitant des applications OTDR, la puissance seuil de MI est estimée entre 300 et 400 mW de puissance crête.

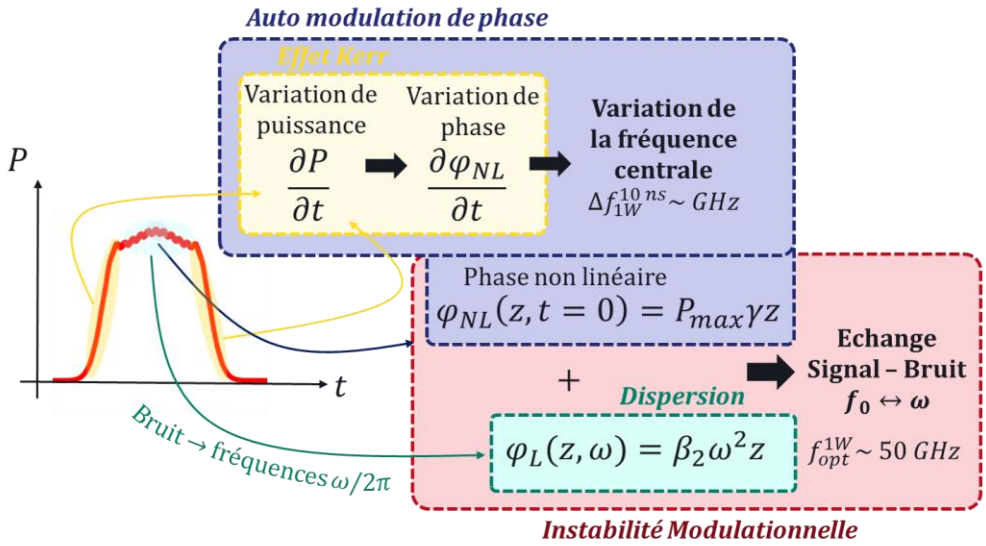


Figure 33 : Schéma bilan des effets d'auto modulation de phase et d'instabilité modulationnelle

Généralement, l'ensemble des effets pouvant agir sur la propagation d'un signal dans une fibre peuvent être séparés en deux catégories comme présenté Figure 34 : SPM, Modulation de Phase Croisée (XPM) et mélange à quatre ondes (FWM) sont des phénomènes issus de la réponse non linéaire du milieu (variation de l'indice) à la présence d'un champ électromagnétique intense tandis que Diffusion Stimulée Brillouin (SBS) et Diffusion Stimulée Raman (SRS) sont liées à une diffusion inélastique des photons qui se propagent [63].

Alors que les autres effets entraînent un transfert de puissance de la fréquence porteuse vers d'autres fréquences, les effets de SPM et XPM agissent sur la modulation de la phase de cette porteuse du signal, entraînant ainsi une variation de sa fréquence.

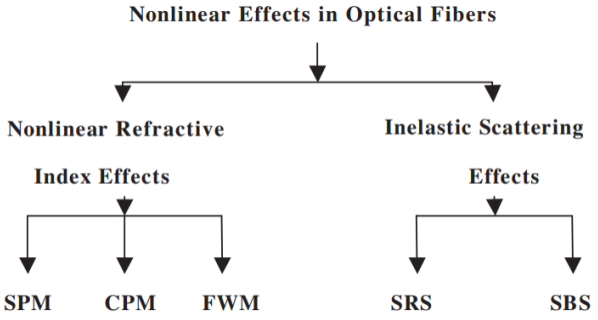


Figure 34 : Schéma récapitulatif des effets non linéaires dans les fibres optiques extraits de [63].

Comme nous l'avons vu, le phénomène de diffusion Raman spontanée résulte du couplage d'un photon avec les phonons optiques du matériau [64]. Le photon diffusé possède alors un décalage fréquentiel qui peut être négatif (dit Stokes) ou positif (dit anti-Stokes). La probabilité de diffusion à une fréquence augmente lorsque des photons de cette fréquence sont déjà présents dans le milieu permettant la diffusion Raman stimulée utilisée dans des amplificateurs [65]. **L'effet de SRS ne peut donc pas intervenir dans nos configurations où seul un signal monochromatique se propage**.

Les principales caractéristiques des autres effets non linéaires sont rassemblées dans le Tableau 1 ci-dessous. Les puissances indiquées donnent un ordre de grandeur du seuil d'apparition des phénomènes à titre informatif. Mais comme nous avons pu le décrire plus haut pour les phénomènes de MI et de

SPM, ces puissances dépendent fortement des formes d'ondes considérées (durée d'impulsion, forme de modulation, bruit) et de la distance de fibre parcourue. La réponse linéaire du milieu est d'autant plus dure à conserver que la longueur de fibre est importante.

Tableau 1 : Tableau comparatif des différents effets non linéaires et de leur puissance seuil d'apparition

Effets non linéaires	Source	Puissance seuil (SMF à 1550 nm)	Conséquences
Auto-modulation de phase (*SPM*)	Variations de l'amplitude du champ	Dépend de la forme du signal	Ajout d'une phase non linéaire engendrant une variation de la fréquence instantanée
Instabilité modulationnelle (*MI*)	- Niveau de bruit (aux fréquences optimales) - Durée d'impulsion longue	$P_{th} \approx 400\ mW$ [33], [66]	Augmentation exponentielle du bruit pour les fréquences bénéficiant du gain d'instabilité modulationnelle
Modulation de Phase Croisée (*XPM*)	- Plusieurs signaux se propagent simultanément - Variations de l'amplitude des champs	$P_{th} \approx 0.1\ mW$ par canal (pour 100 canaux) [63]	Les variations de puissance d'un canal engendrent une variation de la phase des signaux aux autres longueurs d'ondes.
Diffusion Brillouin Stimulé (*SBS*)	- Interaction entre photon et phonon (diffusion inélastique) - Durée d'impulsion longue	P_{th} ≈20-100 mW (selon la longueur de fibre, pour une onde continue) [8], [67]	Emission d'un photon décalé en longueur d'onde (gain Brillouin maximal à 11 GHz pour une fibre optique)
Mélange à quatre ondes (FWM)	Plusieurs signaux de longueur d'onde proche se propagent simultanément dans la fibre	$P_{th} \approx 100\ mW$ par canal (à 100 km) [63]	Génération de nouveaux photons à de nouvelles longueurs d'ondes respectant la conservation de l'énergie et moment cinétique
Entraîne un gain d'énergie vers d'autres longueurs d'onde		Modifie la phase du signal	

Les phénomènes de XPM, SRS et FWM ne peuvent intervenir qu'en présence de photons de différentes longueurs d'onde. Bien qu'une seule longueur d'onde soit utilisée dans nos applications, le phénomène de mélange à quatre ondes peut être mentionné dans certaines études traitant des applications DAS. **Le mélange à quatre ondes correspond à des couplages de signaux de différentes fréquences se propageant dans la fibre lorsqu'une condition d'accord de phase est respectée**. Ainsi, il se rapproche de l'instabilité modulationnelle qui, comme nous l'avons vu, peut être théorisée comme un couplage de signaux, interactions entre la porteuse et certaines des fréquences du bruit large bande de façon similaire au raisonnement II.1.2.4. **L'augmentation très large bande du bruit via le gain d'instabilité rend possible des couplages par accord de phase entre différentes longueurs d'ondes** qui composent le spectre et peuvent ainsi s'apparenter à du mélange à quatre ondes. Mais toutes ces interactions possibles entre les signaux sont en fait intrinsèquement prises en compte via la résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger. Le FWM pouvant être directement démontré par la résolution de II-16 en considérant plusieurs signaux se propageant simultanément dans la fibre.

Pour ce qui est du phénomène de diffusion Brillouin, le couplage d'un photon avec un phonon acoustique génère l'émission d'un photon décalé spectralement (dit Stokes). Le régime stimulé est atteint lorsque l'interaction entre l'onde optique et l'onde Stokes génère un battement qui renforce l'onde acoustique et donc, entraîne une augmentation significative de la diffusion Brillouin [8]. Ce phénomène est favorisé lorsqu'une puissance seuil est dépassée. Cette dernière peut être calculée pour une onde continue grâce à la relation [67]:

$$P_{th} = 19 \times A_{eff}/g_B L_{eff} \qquad \text{II-36}$$

avec $g_B \approx 5.10^{-11} m/W$, le coefficient de gain Brillouin. Mais cette puissance seuil dépend également de la durée de l'impulsion, plus l'impulsion est courte plus l'apparition de l'effet de SBS est limitée [68]. La puissance seuil peut ainsi être exprimée en fonction de la durée de l'impulsion. Si cette durée est longue devant la durée de vie du phonon, la relation s'écrit [69]:

$$P_{th} = 21 \times 2.A_{eff}/g_B T_p v_g \qquad \text{II-37}$$

Où v_g est toujours la vitesse de groupe de la lumière dans la fibre et T_p la largeur de l'impulsion. Pour une impulsion de $50\ ns$ on trouve une puissance seuil de $7W$.

En somme, **les deux effets prépondérants pour des signaux monochromatiques impulsionnels dont la puissance crête n'excède en pratique pas les $1W$ sont bien la SPM et la MI**.

Remarque :
Encore d'autres effets plus spécifiques que ceux cités ci-dessus peuvent apparaître lorsque l'on considère des impulsions ultracourtes (de l'ordre de la femtosecondes) comme l'auto raidissement, ou « self steepening » en anglais, qui traduit la dépendance de la vitesse de groupe à la puissance optique.

Tous les phénomènes rapidement décrits dans cette partie peuvent être pris en compte en ajoutant des termes à la NLSE sous une forme généralisée bien plus complexe. Pour plus de détails, le lecteur peut se rapporter à la thèse référence [59]. L'ensemble des effets rapidement exposés ici y sont détaillés et cette forme généralisée de la NLSE est étudiée et également résolue via la méthode de Fourier à pas divisé dans le cadre de la propagation d'impulsions ultra courtes.

II.1.3.2. Caractéristiques du signal et échantillonnage

Caractéristiques du signal :

Le modèle ainsi implémenté permet bien de prévoir l'évolution d'une impulsion laser dans une fibre optique en visualisant les effets de SPM et de MI que l'on considère dans nos configurations d'intérêt comme prédominant devant d'autres effets.

Pour ce faire, comme vu précédemment, la méthode de Fourier à pas divisé repose sur le traitement séparé des effets non linéaires et linéaires. La résolution du système II-7 est faite dans le domaine de Fourier via une Transformée de Fourier Rapide (FFT) de l'enveloppe du champ complexe. Ainsi, en l'état, nous l'avons évoqué rapidement, une limite intrinsèque du modèle est que l'impulsion est limitée par transformée de Fourier. Autrement dit, **le contenu fréquentiel du signal est défini par la description en puissance de l'impulsion,** ce qui est différent de la situation expérimentale réelle où la source laser définit le contenu fréquentiel. La largeur de raie des sources utilisées en DAS (de quelques hertz à maximum quelques kilohertz) est en fait petite devant la largeur introduite ainsi par le découpage de l'impulsion, de l'ordre de plusieurs mégahertz (inverse de la durée d'impulsion).

Pour rendre compte de ce lien entre profil de l'impulsion et transformée de Fourier, on présente Figure 35 différents exemples de formes d'impulsion, toutes avec une largeur à mi-hauteur T_p identiques de $100\ ns$, associées à leur transformée de Fourier. La forme de l'impulsion initiale, c'est-à-dire à partir de laquelle la résolution de la NLSE est calculée pour chaque position, peut être choisie. On présente sur cette figure, par exemple, des profils d'impulsions : gaussien, supergaussien (qui correspond à une impulsion réaliste suivant une consigne de modulation rectangulaire), triangulaire et parabolique. **L'amplitude des spectres s'étale sur quelques dizaines de mégahertz avec des profils entre le sinus cardinal et la gaussienne**. Dans notre cas, c'est directement à partir de ce profil que se calcule l'effet de la dispersion dans le domaine de Fourier.

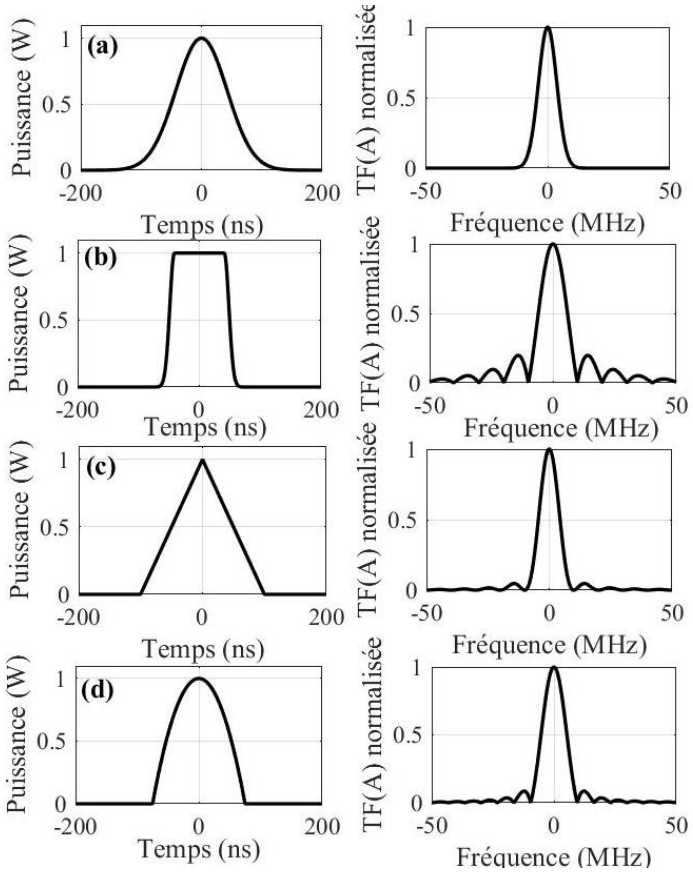


Figure 35 : Exemples de formes d'impulsion configurables dans le modèle numérique. Le profil des impulsions de $100\ ns$ est associé à sa transformée de Fourier normalisée pour les formes : (a) gaussienne (b) supergaussienne (c) triangulaire (d) parabolique.

Discrétisation temporelle :

La discrétisation temporelle est également un aspect important à considérer pour retrouver fidèlement le comportement de l'impulsion. Cet échantillonnage correspond à la **discrétisation temporelle permettant la description du profil de l'impulsion**. En effet, nous avons vu que la MI et la SPM transforment toutes deux le spectre de l'impulsion à des échelles bien différentes. Cette différence est illustrée sur le schéma ci- dessous, Figure 36.

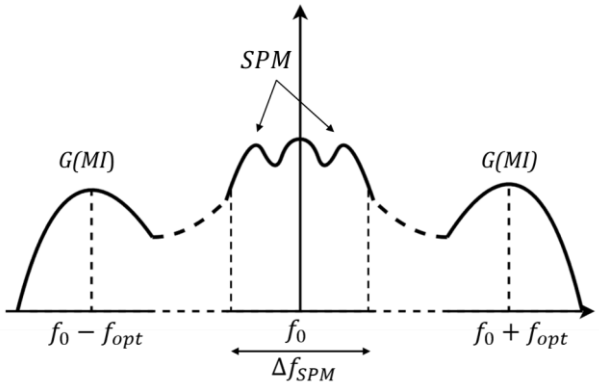


Figure 36 : Représentation schématique du spectre d'une impulsion modifiée par des effets d'auto modulation de phase et d'instabilité modulationnelle. Les fréquences f_0 et $f_0 \pm f_{opt}$ décrivent respectivement la fréquence centrale et les fréquences optimales définissant les maxima des lobes de MI, indiqués par le gain de MI, $G(MI)$. La variation de fréquence induite par SPM est indiquée par Δf_{SPM}.

Les enjeux de l'échantillonnage temporel introduit dans le modèle sont donc de décrire fidèlement les variations proches porteuses liées à la SPM tout en considérant une large gamme de fréquences pour prendre en compte le bruit blanc large bande, sans quoi il serait artificiellement filtré et la MI minimisée. On présente sur la figure ci-dessous deux images issues **du même résultat de calcul** qui nous permettent de visualiser cette fois simultanément MI et SPM.

Le résultat numérique est ensuite traité de façon à mettre en valeur le phénomène d'intérêt. Lorsque l'on choisit de moyenner le spectre avec une fenêtre de résolution large, de quelques picomètres (Figure 37 (a)) pour lisser les fluctuations rapides de puissance dans le spectre obtenu numériquement, on visualise au mieux la MI et on peut faire clairement apparaître les échanges d'énergie liés à l'effet Fermi Pasta Ulam qui se traduisent par des positions de maxima de bruit (aux alentours de 6 et 9 kilomètres). Sur la Figure 37(b), on se concentre sur la zone fréquentielle proche de la fréquence centrale, l'élargissement spectral caractéristique de la SPM peut être observé et l'on retrouve des positions de minima de puissance en accord avec les positions précédentes de maxima de bruit.

Remarque :
Ces observations sont importantes pour comprendre à la fois l'importance de bien choisir l'échantillonnage et la fenêtre temporelle dans le code mais aussi les futurs enjeux de caractérisations expérimentales. Les deux phénomènes agissent à des échelles de fréquences complétement différentes.

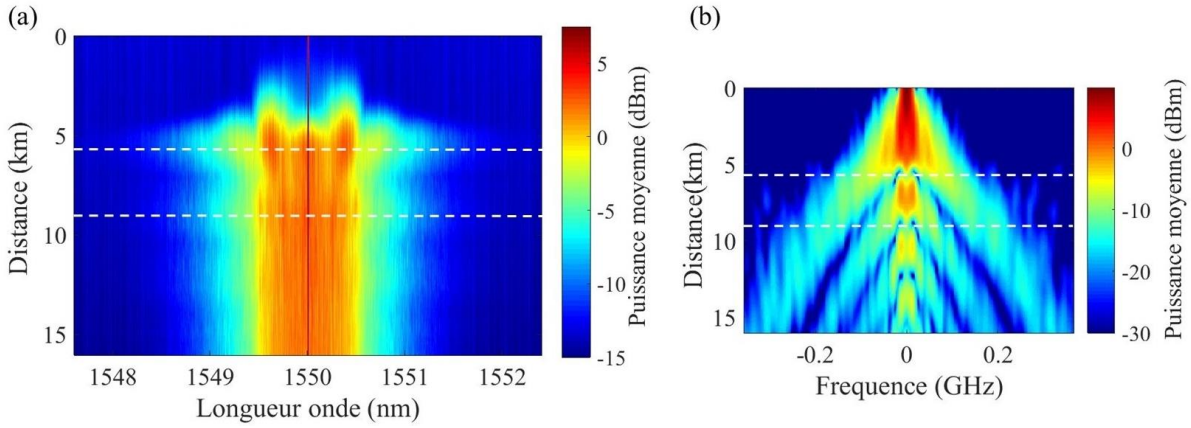


Figure 37 : Evolution du spectre d'une impulsion gaussienne de 40 ns et 500 mW au cours de sa propagation dans une fibre de 16 km. Le résultat de calcul est moyenné selon différentes bandes pour faciliter la visualisation

des deux phénomènes : (a) sur des bandes de résolution de 1 GHz pour voir les variations large bande (b) sur des bandes de 6 MHz, pour zoomer sur les variations proche porteuse.

Discrétisation spatiale h :

Une autre question sur le choix du pas h cette fois spatial peut se poser, qui fait référence à la discrétisation de notre fibre. Les points d'échantillonnage où sont calculées les valeurs $A(z_k, t)$ sont séparés par des segments de longueur h. Nous avons rapidement évoqué l'influence de cette discrétisation dans le cadre de l'étude de la dispersion, où les résultats numériques étaient très peu dépendant de h en régime dispersif pur pour le cas testé.

Néanmoins, lorsque l'on prend en compte l'ajout d'effets non linéaires, il est fréquent d'introduire une condition sur le pas d'échantillonnage h. Différents critères sont démontrés et utilisés dans la littérature. On peut par exemple citer la condition sur la phase non linéaire qui découle de la phase maximale induite par SPM entre deux points. Cette phase s'écrit facilement à partir de l'expression de la phase non linéaire φ_{NL} :

$$\Delta\varphi_{NL} = \gamma P_0 h \qquad \text{II-38}$$

On cherche à limiter cette phase au maximum pour garantir la fiabilité du modèle tout en conservant son efficacité, avec des temps de calcul et une occupation de la mémoire adéquate pour la machine. Dans les travaux de M.Y. Hamza et al. [70], le critère imposé est de conserver $\Delta\varphi_{NL}$ petit devant la tolérance choisie de $0.1\ rad$. Il convient donc de limiter le pas h selon les puissances crêtes considérées. Ce qui correspond, par exemple, à une limite pour h de $77\ m$ à $1W$. Plus récemment, avec un intérêt grandissant pour l'utilisation de la méthode de Fourier à pas divisé pour prédire le comportement de signaux sur une très large bande, un nouveau critère sur h dépendant de la bande considérée est mise en évidence dans [71]. Ces travaux de Simone Musetti et al. s'appliquent alors à démontrer le besoin de définir une limite sur h indépendante de la puissance. La limite du pas repose alors sur la définition d'une tolérance sur l'erreur du SNR final dépendant de la bande considérée.

Ces conditions peuvent être respectées dans la limite de la mémoire disponible, car les matrices $A(z, t)$ peuvent contenir énormément de points si on s'intéresse à un bruit très large bande. En pratique, dans nos configurations testées d'impulsions relativement longues ($> 10\ ns$) et de puissances crête limitées à $1W$, en présence de bruit large bande sur plusieurs centaines de gigahertz, le compromis entre efficacité du modèle, temps de calcul et mémoire disponible est optimisé pour h égal à $80\ m$. Ce choix a été justifié de manière empirique en étudiant la convergence du modèle en fonction du nombre de points.

Un objectif intermédiaire pour ce modèle numérique est de trouver **des résultats en accord avec le comportement expérimental du signal rétrodiffusé dans la fibre**, ce qui pourra incarner une dernière étape de validation du modèle.

II.1.3.3. Conclusion partielle

Dans cette section, différents effets linéaires et non linéaires ont été présentés et analytiquement démontrés. Nous avons pu voir que dans le cas précis des impulsions utilisées en réflectométrie OTDR il était justifié de résoudre la NLSE en ne prenant en compte que les termes de **pertes de la fibre, dispersion d'ordre 2 et effet Kerr.** L'implémentation de la résolution de la NLSE par méthode de Fourier à pas divisé peut ainsi être validée, car elle permet de générer efficacement les phénomènes décrits.

L'évolution temporelle et spectrale de l'impulsion en fonction de la distance de fibre parcourue peut être calculée et on retrouve ainsi :

- l'élargissement temporel d'impulsions courtes (résultant de la dispersion chromatique pour des durées d'impulsion $T_P < 1\ ns$, ces impulsions sont hors des ordres de grandeur de nos applications),
- l'élargissement spectral d'impulsions de fortes puissances crêtes (résultant de la SPM dès l'utilisation de puissances crête de l'ordre du watt),
- l'augmentation large bande du bruit lorsqu'un bruit blanc est ajouté initialement à une impulsion de forte puissance crête (Instabilité modulationnelle).

Les résultats numériques présentés sont bien en accord avec les attentes théoriques.

Cet outil est donc primordial pour comprendre l'évolution des impulsions dans le cadre d'applications φ-OTDR et DAS et particulièrement pour étudier **les performances des interrogateurs en régime non linéaire**, ce qui fait l'objet de cette thèse. Les limites intrinsèques au modèle ont été présentées aussi bien au niveau des caractéristiques de l'impulsion que de l'échantillonnage spatial et temporel.

L'objectif qui s'impose maintenant est de pouvoir retrouver la variation expérimentale de la puissance rétrodiffusée en régime non linéaire. Dans un premier temps, la comparaison des résultats numériques et expérimentaux renforcerait la validité du modèle numérique et permettrait également l'ajustement des paramètres à nos configurations expérimentales.

Il est important de rappeler que l'objectif final du modèle est de permettre l'identification et l'analyse des phénomènes limitant dans la mesure φ-OTDR mais aussi le test préalable de différentes solutions de gestion des effets non linéaires. La section suivante a donc pour but d'analyser la structure globale de l'interrogateur utilisé expérimentalement pour comprendre le rôle de chaque composant agissant dans la détection du signal. L'objectif final est de prendre en compte les éléments importants dans le modèle pour faciliter la comparaison des résultats numériques et expérimentaux.

II.2. Modélisation de la mesure φ-OTDR

II.2.1. Composants et schéma bloc d'un interrogateur φ-OTDR

Comme présenté dans le chapitre 1, il existe une multitude d'architectures φ-OTDR plus ou moins complexes. Généralement, un interrogateur DAS basé sur la technologie φ-OTDR est composé d'un **bloc de génération**, constitué d'un laser, d'un EDFA et d'un modulateur qui permet le découpage du signal laser continu en impulsions, de **la ligne optique** où sont appliquées les perturbations que l'on souhaite détecter et enfin d'un **bloc de détection puis d'acquisition des données**. Le bloc de détection peut être, par exemple, dans sa forme la plus simple une photodiode. Il ne pourra être fait alors qu'une mesure d'intensité rétrodiffusée. Le plus souvent donc, et c'est le cas qui nous intéresse particulièrement dans cette thèse, c'est la phase du signal que l'on souhaite récupérer et une détection cohérente, décrite dans le chapitre 1, est alors obligatoire. Il s'en suit un dernier **bloc de traitement** plus ou moins lourd du signal mesuré pour obtenir la variation de contrainte en une position.

L'objectif de cette section est donc de prendre en compte le rôle de chaque bloc pour améliorer la précision du modèle numérique. On présente schématiquement ci-dessous un montage typique de la technologie φ-OTDR utilisant une détection cohérente cette fois sous forme de schéma bloc représentant la structure du code. Comme nous l'avons justifié dans le chapitre 1, nous nous intéresserons à la détection cohérente auto-hétérodyne, c'est-à-dire qu'une partie du laser utilisé pour générer les impulsions est prélevée pour servir d'oscillateur local.

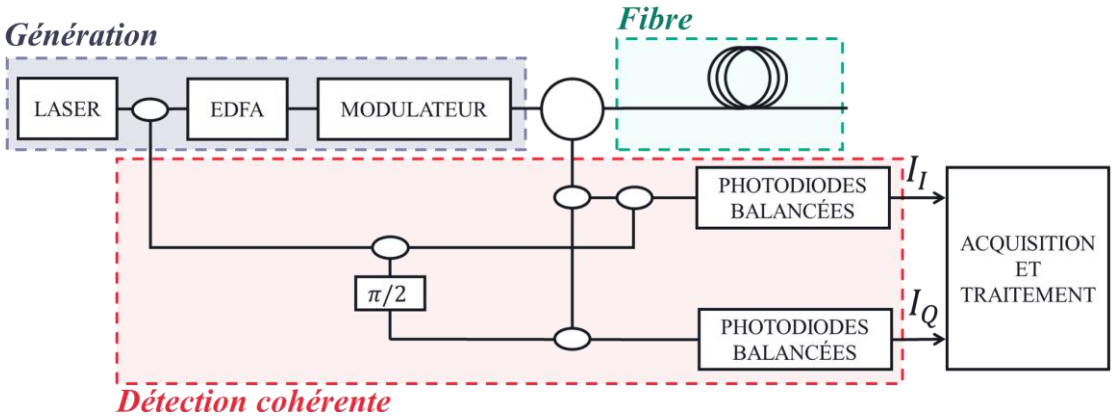


Figure 38 : Schéma bloc représentatif de l'architecture DAS φ-OTDR basé sur une détection cohérente.

Typiquement, le laser est le plus fin spectralement possible pour avoir une longueur de cohérence suffisante à la mesure, au minimum supérieure à la distance correspondant à la longueur de fibre. L'amplificateur à base de Fibre Dopée Erbium (EDFA) est nécessaire pour atteindre les puissances crêtes recherchées de plusieurs centaines de milliwatts. Le modulateur que l'on considère ici est un Modulateur Acousto-Optique (AOM). Ce type de modulateur est souvent privilégié par rapport à un Modulateur Electro-Optique (EOM) pour son taux d'extinction généralement supérieur et surtout, pour le décalage en fréquence qu'il applique au signal. Cependant, il est souvent limité par des temps de montée plus longs, typiquement de l'ordre de 10 à 20 nanosecondes.

La section précédente II.1.1 détaillant **la résolution de la NLSE** explique comment prendre en compte l'effet de la propagation sur l'impulsion, **c'est la partie « Fibre » du schéma** Figure 38. Néanmoins, on rappelle qu'à ce stade, le modèle ne rend pas compte de la rétrodiffusion Rayleigh mais traite bien de la modification de l'impulsion se propageant en direct. Il ne prend donc ni en compte l'influence de la détection ni les fluctuations de puissance propres au signal rétrodiffusé et aux interférences intra impulsions dues au caractère aléatoire de la position et du nombre de centres de diffusions.

Un tel interrogateur est un système complexe où de multiples paramètres et phénomènes physiques peuvent intervenir, sa modélisation numérique doit donc prioriser et se concentrer sur les paramètres d'intérêt pour l'étude. Par exemple, l'architecture décrite Figure 38 ne gère pas l'influence de la polarisation qui, comme vu chapitre 1 pourrait être considérée par l'ajout d'un séparateur de polarisation et d'un schéma de détection cohérente par axe de polarisation dite « à diversité de polarisation ». Pour bien comprendre ces enjeux et les limites de la modélisation d'un système DAS, on propose de faire l'état de l'art des modèles numériques existants dans la section suivante.

II.2.2. Etat de l'art : Paramètres mis en jeu dans les modèles numériques

A ce jour, la majorité des modèles numériques existants qui étudient le DAS et en particulier les systèmes basés sur la technologie φ-OTDR peuvent être séparés en deux types.

La première catégorie, la plus répandue, s'intéresse **aux caractéristiques de la trace φ-OTDR**, c'est-à-dire aux fluctuations de l'intensité ou de la phase du signal rétrodiffusé. Généralement, ces modèles se basent donc sur des analyses statistiques de référence étudiant la rétrodiffusion Rayleigh, développées dès les années 1980 [72], [73]. L'objectif est alors le plus souvent de complexifier le modèle traditionnel en prenant en compte l'influence d'un paramètre en particulier. Ce genre d'étude développe souvent une analyse rigoureuse qui aboutit à **une expression mathématique complexe et complète des interférences intra impulsions constituant le signal rétrodiffusé**. Les résultats sont alors analysés en

statique ou en dynamique selon le modèle. Les travaux se restreignent généralement à des configurations linéaires.

Au contraire, la seconde catégorie rassemble plutôt **les études numériques qui se consacrent à l'analyse du régime non linéaire dans la mesure φ-OTDR**. Les fluctuations intrinsèques à la rétrodiffusion peuvent alors être négligées et on cherche à retrouver des **variations d'intensité ou de bruit moyennes sur plusieurs kilomètres**. Ces modèles se basent alors en général sur la résolution de la NLSE et sur les caractéristiques de l'impulsion influençant le seuil d'arrivée des effets non linéaires de MI et de SPM.

II.2.2.1. Analyser les caractéristiques de la rétrodiffusion Rayleigh (Non exhaustive)

Cette section constitue une liste de modèles numériques cherchant à étudier la technologie φ-OTDR en utilisation aussi bien statique que dynamique. Les études présentées ici ont été choisies pour refléter la diversité des objectifs de ce type de modèle et les différences dans les approches possibles. Cette présentation n'est donc pas exhaustive.

Les travaux traitant de la modélisation numérique de la rétrodiffusion Rayleigh appliquée aux technologies OTDR effectuent une première discrétisation de la fibre, en portions de taille égale à la résolution spatiale minimale ΔZ, c'est-à-dire l'échantillonnage relatif à la durée d'impulsion initiale. Dans une impulsion à une position donnée, M défauts de la fibre (les centres diffuseurs) vont être simultanément éclairés et diffuser la lumière. La position de ces défauts est illustrée Figure 39. Ils sont modélisés par plusieurs points séparés d'une distance moyenne Δz_d, qui constitue le deuxième échantillonnage de la fibre.

Rappel :
Une même impulsion éclaire donc une section de fibre dont tous les défauts s'y trouvant contribuent au signal rétrodiffusé associé à une position. Sur la résolution ΔZ, l'intensité de signal rétrodiffusé détecté correspond donc à la superposition des diffusions Rayleigh de chacun des centres diffuseurs, ici indiquées en rouge. Lorsque le signal incident est très cohérent, cette superposition est modélisée comme une interférence entre des signaux déphasés de même fréquence.

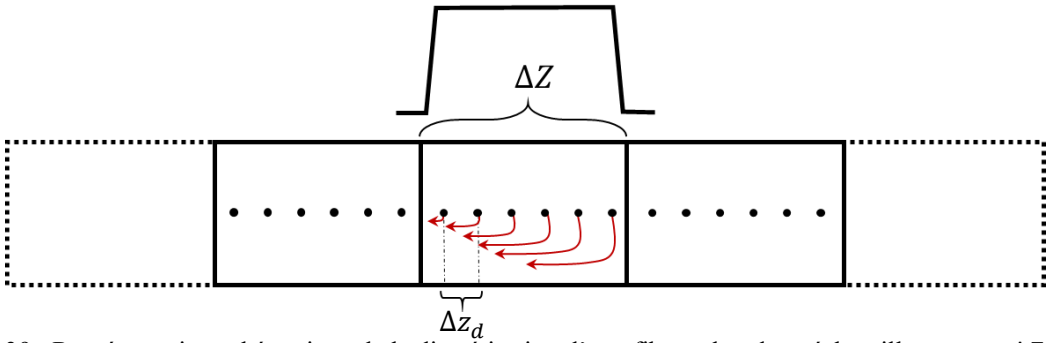


Figure 39 : Représentation schématique de la discrétisation d'une fibre selon deux échantillonnages : ΔZ fait référence à la résolution physique, proportionnelle à la durée d'impulsion et Δz_d représente la séparation moyenne entre deux centres diffuseurs telle que $\Delta z_d \ll \Delta Z$.

L'expression des interférences proposée dans le modèle de Xin Lu et al. [74] consiste à écrire le champ électrique E_r du signal rétrodiffusé résultant comme la somme des champs rétrodiffusés $E(m)$ aux positions z_m comprises dans la taille de l'impulsion :

$$E_r(z) = e^{-\frac{\alpha}{2}z + i2\int_0^z \beta(z)dz} \sum_{m=0}^{M} E(m)\, r(z + m.\Delta z_d)\, e^{i2\int_z^{z+\Delta z} \beta(z)dz} \qquad \text{II-39}$$

avec z, la position dans la fibre, α son coefficient d'atténuation, r le coefficient de réflexion et β la constante de propagation dans la fibre qui est liée à la longueur d'onde et à l'indice de la fibre comme :

$$\beta(z) = \frac{2\pi n(z)}{\lambda_0} \qquad \text{II-40}$$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le champ E_r est donc complexe et peut s'écrire $E_r(z) = |E_r|e^{i\phi_r(z)}$. L'interrogateur DAS cherche donc à mesurer les variations de $|E_r|^2$ lorsqu'il se concentre sur une mesure d'intensité ou les variations de ϕ_r lorsque la contrainte est calculée à partir de la variation de phase. **La distance entre deux inhomogénéités est physiquement très petite devant la longueur d'onde**. Aucun modèle ne considère donc le nombre réel d'inhomogénéités de plusieurs millions de points par kilomètres. Dans cet article, cette longueur Δz_d, qui correspond à la distance entre deux défauts mentionnée plus haut, est définie par la bande passante du système d'acquisition et une variation d'indice aléatoire suivant une distribution gaussienne y est associée, permettant de reproduire les caractéristiques statistiques de la rétrodiffusion.

L'objectif de cette étude de Xin Lu et al. est de proposer un modèle numérique simple où **la présence d'une perturbation se traduit dans le code par une variation d'indice équivalente Δn_ϵ produisant un déphasage.** Les résultats démontrent la fiabilité du code à reproduire une trace ϕ-OTDR en accord avec les propriétés d'une mesure. L'impact des variations thermiques et l'ajout de contraintes peuvent ainsi être simulés pour différentes configurations expérimentales de DAS.

Différents formalismes existent et aboutissent à des variantes de l'expression II-39 pour le terme d'interférences. Par exemple, les travaux de Leonid B. Liokumovich [16] ont permis de développer un modèle statistique de génération de traces C-OTDR. De même que pour l'étude précédente, la distance Δz implémentée est bien plus grande que la distance réelle entre deux défauts, typiquement plus petite que la longueur d'onde. Chaque point d'échantillonnage m modélise en fait un ensemble de défauts microscopiques pour permettre de limiter le nombre de points. Le caractère aléatoire de la présence de centres diffuseurs est cette fois pris en compte en associant à un point m une amplitude de rétrodiffusion a_m, quantité aléatoire calculée à partir de sa variance et d'une loi de distribution gaussienne, et une position z_m telle que :

$$z_m = m.d + \delta z_m \qquad \text{II-41}$$

avec δz_m des valeurs aléatoires suivant une distribution uniforme dans l'intervalle $[0, d]$. Comme pour le modèle précédent les résultats numériques obtenus sont en accord avec la statistique des mesures.

D'autres références de la littérature vont parfois s'appliquer à évaluer le rôle d'un composant ou d'un paramètre spécifique du montage sur l'expression des interférences qui va se complexifier. L'équipe de Metin Aktas et al. [75] va par exemple construire son modèle de façon à analyser **l'effet du taux d'extinction de l'AOM sur le plancher de bruit optique et sur la détection de perturbations**. Le taux d'extinction est défini comme le rapport entre la puissance maximale en sortie de modulateur P_{max}, quand l'AOM est dit passant, et la puissance minimale P_{min}, quand l'AOM est dit bloquant. Non seulement, leur modèle considère les interférences intra-impulsions mais il prend aussi en compte toutes les interférences possibles entre l'impulsion se propageant et le signal résiduel de puissance P_{min}. Le modèle intègre également le bruit de fréquence du laser dans le code.

Un exemple de résultats numériques, présenté Figure 40, montre le rôle déterminant du taux d'extinction dans la bonne détection des perturbations. On peut voir sur cette figure qu'**un taux d'extinction idéal, autrement dit infini avec une puissance P_{min} nulle, assure un maximum de rapport signal à bruit** et donc une détection optimale de toutes les contraintes. Bien que ce résultat soit

très important pour l'analyse des performances d'un interrogateur DAS, ce type de travaux montrent que prendre en compte l'influence de nouveaux paramètres peut très rapidement complexifier l'expression mathématique des interférences.

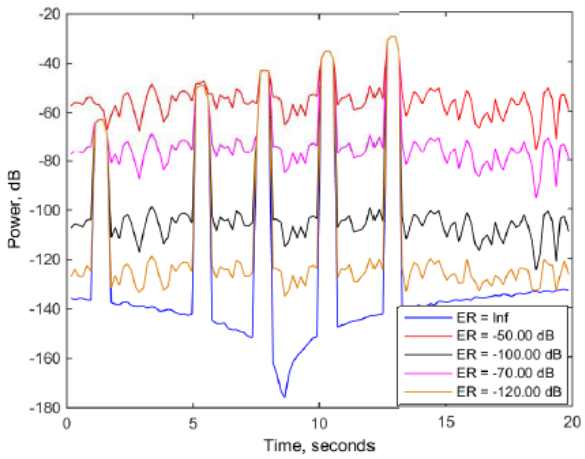


Figure 40 : Résultat de simulation, extrait de [75], de la variation temporelle de la puissance optique en présence d'une succession de contraintes en une position et pour différents taux d'extinction.

Un autre modèle développé par Ali Masoudi et al. [76] analyse cette fois l'effet des paramètres de l'impulsion initiale, et en particulier l'influence de **la largeur de raie du laser** qui est négligée dans beaucoup de modèle, le signal étant considéré comme parfaitement monochromatique. Pour ce faire, l'impulsion initiale n'est plus simplement modélisée comme un vecteur, où on retrouve les variations de puissances optiques en fonction du temps, mais comme une matrice décrivant l'impulsion à la fois dans le domaine temporel et fréquentiel comme présentée schématiquement Figure 41. Les résultats permettent donc d'évaluer numériquement la précision de la mesure de contrainte en fonction de la durée d'impulsion et de la largeur de raie, retrouvant la réduction du fading cohérent avec l'élargissement du spectre.

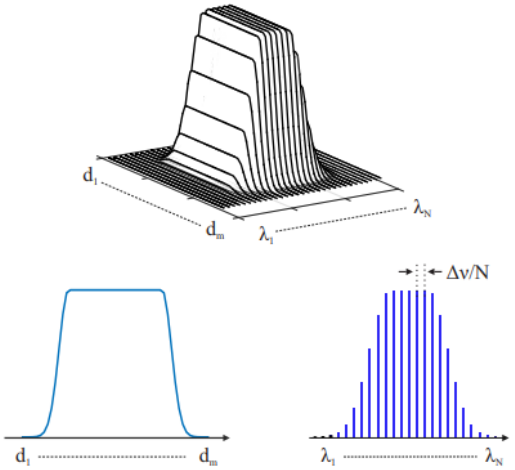


Figure 41 : Représentation spectrale et spatiale d'une impulsion, figure extraite de [30].

Enfin, on peut citer un dernier exemple de modèle où Meiqi Ren et al. [30] traitent cette fois de la **détection à diversité de polarisation**. Pour ajouter au terme classique d'interférences la dépendance à la polarisation du champ électrique, un angle d'orientation du champ θ_m est associé à chaque position d'échantillonnage de la fibre en plus de l'amplitude de rétrodiffusion et du terme de phase aléatoires. La représentation schématique de l'échantillonnage de la fibre est présentée Figure 42. Il est montré que l'intensité rétrodiffusée dans cette configuration est bien dépendante de l'axe de polarisation choisie.

Ce modèle rend compte cette fois du phénomène de fading de polarisation et de l'importance de détecter le signal rétrodiffusé selon plusieurs axes de polarisation pour limiter cet effet et maximiser la quantité de signal détectée à tout endroit.

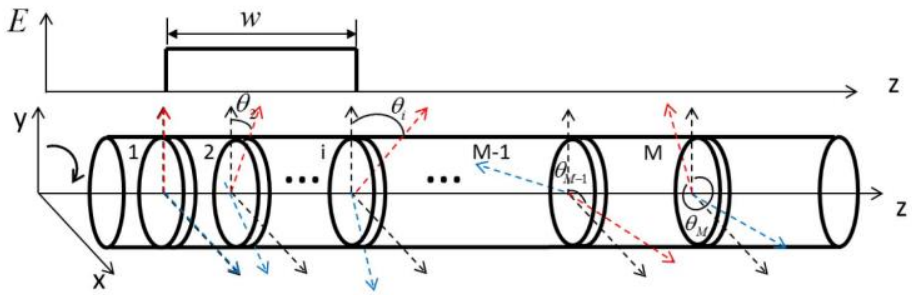


Figure 42 : Représentation schématique de l'échantillonnage d'une fibre pour modéliser le signal rétrodiffusé en prenant en compte les variations de polarisation, figure extraite de [30].

Cette présentation non exhaustive de différents modèles numériques traitant de la mesure ϕ-OTDR dans cette thèse a deux objectifs :

- Le premier est de mettre en évidence la **multitude de mécanismes intervenant dans la rétrodiffusion Rayleigh et dans la détection du signal**. Tous ces mécanismes peuvent en effet influencer les performances d'un interrogateur DAS et donc plusieurs approches sont possibles pour évaluer l'impact d'un ou de plusieurs paramètres. Conformément aux exemples présentés, le modèle que nous cherchons à développer ne peut pas prendre en compte tous les aspects de l'interrogateur, d'autant plus que ces simulations se placent dans des cas pratiques d'utilisation et cherchent donc à retrouver des tendances expérimentales dans un régime linéaire. **Les effets non linéaires ne sont donc pas pris en compte**.

- Dans un second temps, au-delà de l'expression analytique du champ rétrodiffusé, il peut être choisi d'**ajouter des modifications liées à la détection, l'acquisition et le traitement des données** ou d'étudier directement les variations de $|E_r|^2$ et ϕ_r. Certains des modèles décrits ici ont l'avantage de détailler précisément **l'implémentation des blocs composants le DAS que ce soit celui de génération, de détection ou d'acquisition.** Ils peuvent alors intégrer dans le calcul des intensités l'influence de divers bruits parasites ou des bandes passantes du détecteur et du numériseur par exemple. Les formules employées dans ces travaux pourront donc servir de références dans l'élaboration de notre propre modèle.

II.2.2.2. Analyser le régime non linéaire dans la mesure ϕ-OTDR

L'approche pour analyser la présence d'effets non linéaires dans la mesure ϕ-OTDR est totalement différente, elle nécessite inévitablement la **résolution de la NLSE**, le plus souvent grâce à la méthode de Fourier à pas divisé. Avec l'émergence des capteurs optiques distribués ces dernières années, beaucoup d'études se sont intéressées à l'influence des caractéristiques de l'impulsion initiale sur la puissance seuil d'apparition de la MI et de la formule du gain. On peut citer par exemple les travaux de Yinghao Jiang et al. [77]. La validité des formules estimant la puissance seuil d'apparition de la MI y est remise en question. Cette puissance P_{th}^{MI} a historiquement été déterminée de manière empirique à partir des caractéristiques de la fibre (section efficace) et de la position dans la fibre. Puis, on a cherché à prendre en compte la **puissance du bruit**, et la puissance critique a été définie comme :

$$P_{th}^{MI} = \frac{\sigma}{2\gamma L_{eff}} \qquad \text{II-42}$$

où σ est une quantité dépendant de la densité spectrale de puissance du bruit, de la puissance crête initiale et de l'atténuation. Mais cette formule repose sur un modèle analytique simplifié qui n'est plus valable à longue distance lorsque les effets de MI non linéaires augmentent.

L'objectif de l'étude est alors de rechercher une formule empirique de P_{th}^{MI} en s'appuyant sur des courbes issues de la résolution numérique de la NLSE et de leur ajustement à des équations mathématiques. Ces résultats sont confrontés à des mesures ϕ-OTDR expérimentales mais l'objectif de l'article reste assez éloigné de l'étude des performances capteurs d'un interrogateur que nous avons défini dans le chapitre 1. De façon similaire, la formule de la longueur critique d'apparition de la MI avait aussi été étudiée auparavant par Mehdi Alem et al. [78] en analysant des résultats expérimentaux d'un interrogateur basé sur la diffusion Brillouin cette fois. D'autres articles s'intéressent à cette problématique de caractérisation de la MI en terme de gain ou de puissance seuil [79].

Dans la continuité de ces travaux sur l'influence du bruit sur la mesure de signal rétrodiffusé, le modèle développé par Baytekin et al. [66] consiste à évaluer numériquement **l'effet du filtrage sur la MI** via le logiciel VPI Photonics Design Suite où le choix de chaque bloc y est détaillé. Le bloc de génération permet de créer des **impulsions supergaussiennes avec contrôle du temps de montée et d'y ajouter un bruit large bande modélisant l'ASE**. Un filtrage de largeur 16 GHz peut ensuite être appliqué pour étudier l'effet du filtrage optique du bruit sur la MI. Le bloc de détection est constitué d'une mesure de puissance précédée d'un filtrage, ce qui modélise l'effet d'un détecteur et de la sélection de la bande passante d'intérêt du signal.

Dans cet article, l'efficacité du filtrage pour retarder l'émergence de la MI est numériquement prouvée et l'architecture typique d'un interrogateur φ-OTDR se dégage davantage dans le modèle proposé. On se rapproche donc du type de modèle que l'on cherche à élaborer mais à adapter à une configuration expérimentale plus précise.

Enfin, d'autres études proposent des modèles numériques plus spécifiques à l'étude des performances DAS et ϕ-OTDR en régime non linéaire. Ces travaux font partie des références les plus pertinentes pour notre étude numérique, dont l'on souhaite que les résultats soient à la fois confrontés à des mesures et pertinents pour explorer les solutions de gestion des effets non linéaires. Ils ont d'ailleurs, à ce titre déjà été évoqués dans le chapitre 1.

On peut par exemple citer les travaux de Y.Zhang et al. [48] ainsi que H.F. Martins et al. [45] qui s'intéressent particulièrement à l'effet Fermi Pasta Ulam sur la puissance rétrodiffusée récupérée et le bruit de phase induit sur la mesure φ-OTDR. Le rôle déterminant du bruit y est exploré à la fois expérimentalement et numériquement avec **l'ajout d'un bruit modélisant l'ASE sur l'impulsion initiale implémentée dans la résolution de la NLSE**. De même, dans le modèle utilisé dans les travaux de Maria R. Fernandez Ruiz et al. [46], la résolution de la NLSE par méthode de Fourier à pas divisé y est implémentée afin d'obtenir l'évolution complexe du champ en fonction de la position pour différentes formes d'impulsions. La différence est que, cette fois, **l'effet de la rétrodiffusion est ensuite calculé** en ajoutant des centres diffuseurs d'amplitude et de phase statistiquement décrits par des distributions gaussiennes indépendantes selon le modèle de L. B. Liokumovich cité dans la section précédente. Puis, **l'effet de la détection est modélisé par un filtrage qui représente l'intégration de la puissance sur la bande passante de la détection**. Le modèle élaboré dans ce cas est donc une alternative permettant de considérer simultanément **les effets non linéaires et les fluctuations de la rétrodiffusion**.

L'ensemble des modèles présentés contient donc des éléments de réflexion pour construire notre propre code, dont les résultats doivent être **facilement ajustables aux mesures** et permettre de **prévoir le comportement des effets non linéaires**.

A partir de cet état de l'art, qui rend compte des **différents formalismes** pour traiter numériquement la mesure φ-OTDR, nous détaillons dans la section suivante la suite de l'implémentation de notre modèle.

II.2.3. Choix pour notre modèle ϕ-OTDR

II.2.3.1. Détection directe ou détection cohérente

Nous le rappelons, l'objectif premier de cette thèse est d'adresser les limites en portée des interrogateurs DAS imposées par la présence d'Instabilité Modulationnelle et de SPM. Pour simuler et comprendre ces phénomènes, nous avons vu que la résolution de la NLSE est incontournable. Cette première partie de code permet d'obtenir les résultats présentés section II.1.2 en jouant sur l'enveloppe complexe initiale du champ via les paramètres de **puissance crête, le niveau de bruit, la forme et la durée de l'impulsion**. Ces réglages sont définis dans la partie du **bloc de génération du code**. La donnée de sortie à la suite de la résolution numérique de la NLSE est donc l'évolution de l'enveloppe en fonction de la distance, qui peut être caractérisée aussi bien dans le domaine temporel que spectral.

A partir de là, les études présentées se concentrant sur l'étude du régime non linéaire peuvent prendre en compte l'influence de la bande passante considérée **via un filtrage suivi d'un calcul de puissance**. Cet enchaînement d'opération revient à une mesure d'intensité en détection directe. Les autres modèles présentés s'intéressant aux fluctuations statistiques de la rétrodiffusion Rayleigh implémentent plus souvent des méthodes de détection plus complexes, comme la détection cohérente. Ces mêmes modèles introduisent une double discrétisation de la fibre avec un échantillonnage relatif à la résolution spatiale minimale ΔZ, définie par la taille de l'impulsion, et un échantillonnage Δz_d modélisant la position des défauts dans cette résolution.

Remarque :
Le choix d'un modèle hybride peut alors être imaginé permettant à la fois de générer les fluctuations d'intensité propres à la rétrodiffusion et les variations de puissance liées aux effets non linéaires. Cependant, l'intérêt d'un tel modèle est limité dans le cadre de l'étude des effets de MI et de SPM. En effet, bien que les variations d'intensité calculées seront au plus proche des mesures, cela reviendrait finalement pour notre étude à « bruiter » les variations de puissance que l'on souhaite étudier.

Nous préférons, dans un premier temps, un modèle simple où on l'on souhaite obtenir une variation moyenne de l'intensité rétrodiffusée. La puissance du signal rétrodiffusé est directement proportionnelle à la puissance incidente du signal arrivant sur un centre diffuseur. Ainsi, en prenant en compte la bande passante, on peut calculer la variation relative de la puissance rétrodiffusée dans la bande d'intérêt. En pratique, cette plage de fréquence résulte de différentes étapes de détection, d'acquisition et de traitement. **Dans un premier temps, on choisit de considérer simplement un seul filtrage représentatif de la bande limitante de l'interrogateur fixé à $100\ MHz$**. La largeur de ce filtre est définie par un paramètre ΔF_{filtre}^{num}. Un schéma bloc représentatif de cette architecture modélisant donc une détection directe est présenté ci-dessous. Cette première version du modèle suffit pour la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux lorsque l'on traite de mesure d'intensité.

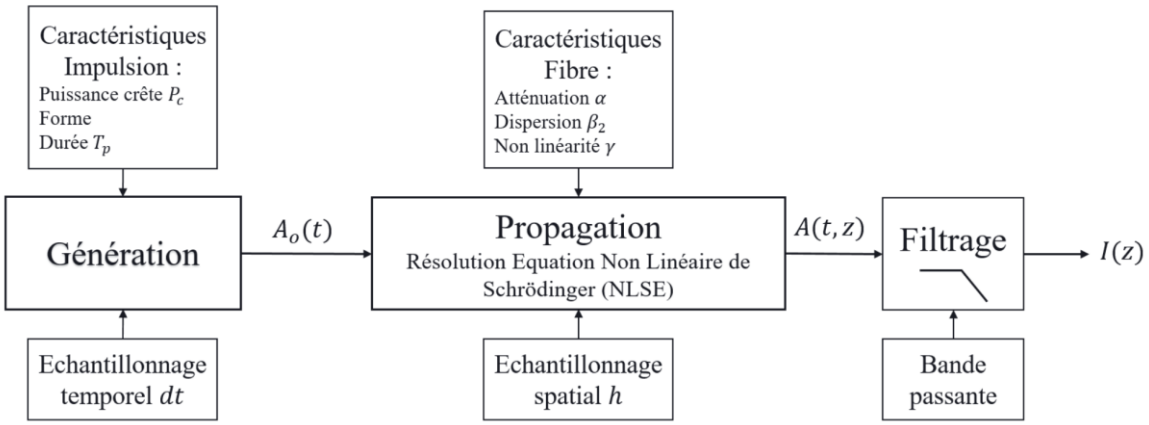


Figure 43 : Schéma bloc des étapes de calcul pour obtenir la variation relative de l'intensité rétrodiffusée I en fonction de la positon dans la fibre z.

Si l'on souhaite analyser en détail l'influence des bruits sur la mesure de la phase, l'ajout d'un bloc de détection cohérente est plus rigoureux. On se rapproche ainsi de l'architecture de notre système DAS présentée Figure 38 avec une détection cohérente à partir de laquelle le déphasage entre l'oscillateur local et le signal à une position z peut être mesuré $\Delta\varphi_{A\to LO}$. Le bloc de détection et de démodulation IQ [15] à ajouter à la suite du bloc de propagation en absence de pertes et de bruit généré par les composants optiques est schématisé Figure 44. Le signal mesuré en sortie d'une photodiode permet d'analyser un signal interférométrique de battement entre l'impulsion et l'oscillateur local qui va être sensible aux variations de fréquence et à l'augmentation du bruit provoquées par les effets non linéaires.

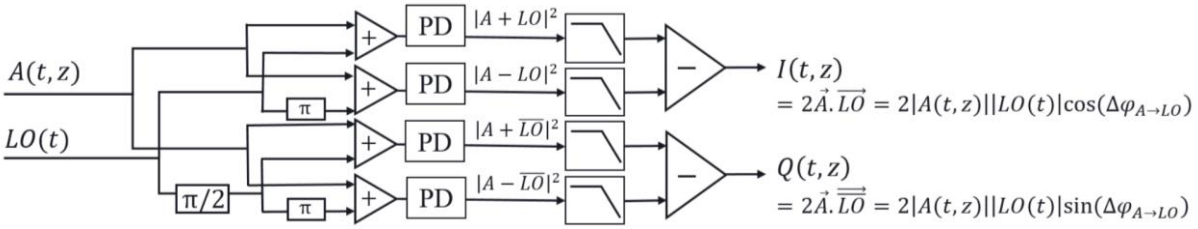


Figure 44 : Schéma par blocs des étapes de calcul pour implémenter une détection cohérente et une démodulation IQ.

La démodulation consiste alors à retrouver les caractéristiques de $A(t,z)$ à partir de la mesure du complexe ρ construit tel que :

$$\rho = I + iQ \qquad \text{II-43}$$

Les informations d'amplitude et de phase relative par rapport à l'oscillateur local s'écrivent alors :

$$|\rho| = \sqrt{|I|^2 + |Q|^2} = 2\sqrt{2}|A|^2|LO|^2 \qquad \text{II-44}$$

$$\arg(\rho) = \tan^{-1}\left(\frac{Q}{I}\right) = \Delta\varphi_{A\to LO} \qquad \text{II-45}$$

$$\forall\Delta\varphi_{A\to LO} \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]$$

L'implémentation de la démodulation IQ peut s'avérer particulièrement pertinente lorsque l'on souhaite par exemple ajouter des pertes et bruits liés à la présence de composants optiques. Le bruit induit par

l'utilisation de photodétecteur par exemple, comme le bruit de grenaille (erreur intrinsèque au détecteur dans le comptage des photons), est souvent considéré comme un bruit de limitation des capteurs à fibre optiques.

II.2.3.2. Paramètres ajustables et exemple de résultats numériques typiques

La synthèse des paramètres d'entrée nécessaires au calcul numérique est présentée dans le tableau ci-dessous. Les constantes ont été choisies pour modéliser une fibre monomode classique de télécommunication. Ces valeurs sont facilement accessibles dans la littérature. Les paramètres de longueur de fibre, durée d'impulsion, puissance crête, niveau de bruit et bande passante de détection sont évidemment ajustables selon le cas d'intérêt et correspondent ici au cas qui a été choisi pour exposer le fonctionnement du code et ses différentes étapes de calcul. On traitera ici d'une impulsion quasi rectangulaire dite supergaussienne.

Tableau 2 : Tableau récapitulatif des constantes et paramètres ajustables pour le modèle de propagation.

Paramètre	Description	Unité	Valeur SMF @1550 nm
α	Coefficient d'atténuation	km^{-1}	0,041
β_2	Paramètre de dispersion d'ordre 2	ps^2km^{-1}	-20
D	Coefficient de dispersion	$ps/nm/km$	18
γ	Coefficient de non linéarité (effet Kerr)	$W^{-1}km^{-1}$	1,3
P_c	Puissance crête	W	0.5
L	Longueur totale de la fibre	km	20
T_p	Durée d'impulsion	ns	100
OSNR	Rapport Signal à Bruit Optique	Sans unité	30
ΔF_{filtre}^{num}	Largeur du filtre, caractéristique de la bande passante de détection	MHz	125

La structure globale du code peut ainsi être résumée en différentes étapes :

- **Etape 1 : Générer l'impulsion.**

On cherche à générer une impulsion bruitée en intensité de puissance crête $500\ mW$ et d'une largeur à mi-hauteur de $100\ ns$. La forme de cette impulsion est choisie supergaussienne, i.e. elle possède un plateau de puissance constante et un temps de montée typique d'un AOM de $17\ ns$. Le bloc de génération permet de créer l'impulsion fortement bruitée présentée Figure 45 (a). On peut ensuite obtenir la représentation spectrale de cette impulsion, où l'on constate du niveau de bruit Figure 45 (b) et de la transformée de Fourier caractéristique de la forme d'impulsion choisie Figure 45 (c). Le niveau de bruit choisi ici est arbitraire mais caractéristique des résultats qui seront présentés dans la suite de la thèse.

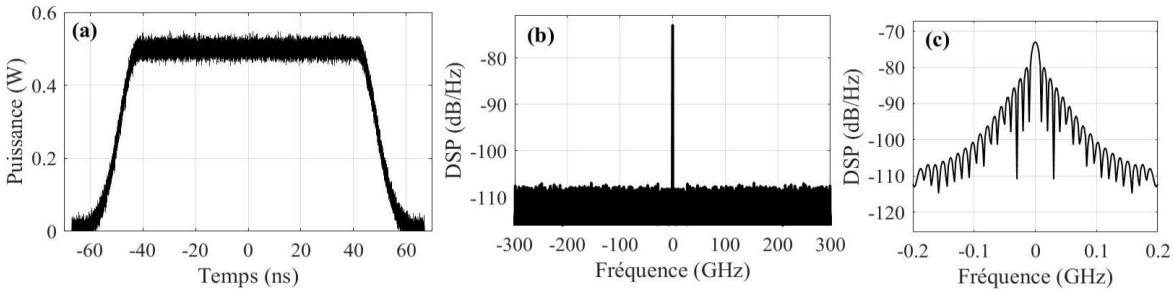


Figure 45 : Impulsion supergaussienne bruitée de 100 ns et de puissance crête 500 mW. (a) Description temporelle (b) Distribution Spectrale de Puissance (c) zoom autours de la porteuse.

- **Etape 2 : Propagation de l'impulsion dans la fibre.**

La résolution de la NLSE va nous permettre d'obtenir l'évolution temporelle et spectrale des impulsions afin d'obtenir des figures telles que présentées dans la section II.1.2. Comme nous l'avons vu, la résolution des spectres peut aussi être modifiée après calcul avec pour objectif de « traiter l'image » pour faciliter l'observation d'un phénomène plutôt qu'un autre.

- **Etape 3 : Détection du signal rétrodiffusé.**

On rappelle que l'objectif ici est de modéliser les variations relatives de signal dans la fibre. En détection directe, on récupère donc pour chaque position échantillonnée la puissance dans la bande de détection, laquelle est directement proportionnelle à la puissance rétrodiffusée détectée. On présente un exemple de résultat Figure 46. La fuite de la puissance engendrée par la MI, de la porteuse vers le bruit, est très clairement visible et se traduit par un minimum de signal vers 12 km. L'atténuation correspondant au trajet retour dans la fibre a été ici pris en compte. Dans le sens contra-propagatif, les puissances rétrodiffusées sont très faibles (de l'ordre du microwatt). Il n'y a donc pas d'effets non linéaires à prendre en compte.

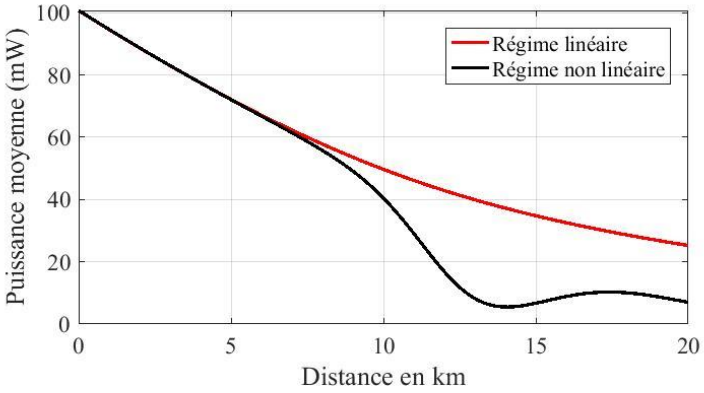


Figure 46 : Evolution de la puissance moyenne dans une bande de 125 MHz en fonction de la distance dans le cas d'une impulsion supergaussienne bruitée de puissance crête 500 mW et de durée 100 ns. La puissance considérée correspond à la puissance moyenne sur la durée d'observation de 500 ns. Une courbe référence de l'évolution en régime linéaire (courbe rouge) en absence de bruit est ajoutée.

Si l'on ajoute au code l'implémentation de la détection cohérente, on peut visualiser l'allure des interférences entre le signal propagé et un oscillateur local. Ce résultat correspond à l'intensité en sortie d'une des photodiodes du schéma Figure 44. Cette représentation est intéressante car elle permet de visualiser la MI et la SPM simultanément et directement dans le domaine temporel. Elle rend compte de **l'allure de l'impulsion au fil de la propagation après interférences avec un LO**. On propose Figure 47 d'analyser la détérioration de la qualité de ce signal en fonction de la distance, en régime non linéaire

avec les mêmes paramètres d'entrée que pour les étapes précédentes. A chaque position (abscisse) est donc associée la résultante de la somme de l'impulsion avec un signal constant de fréquence constante (ordonnée).

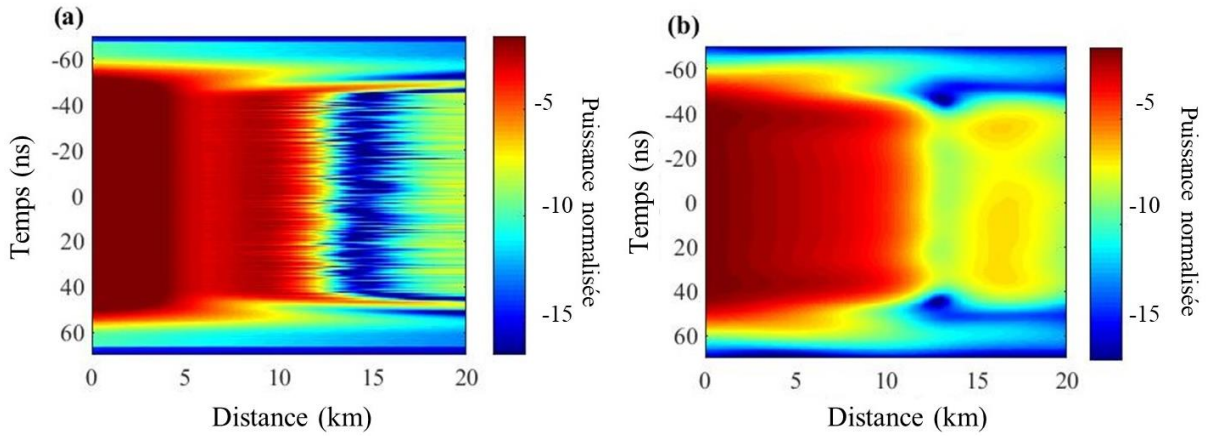


Figure 47 : Evolution du signal détecté (a) en sortie d'une photodiode, mesurant un signal d'interférence brute (détection cohérente) (b) en sortie du schéma de démodulation (Figure 44) de bande passante 100 MHz.

Le couplage de l'impulsion avec le signal constant met en évidence les variations de phase pendant la durée d'impulsion. Pour une impulsion supergaussienne, les zones de variations de puissance correspondent aux bords de l'impulsion pendant les temps compris entre ± 60 et ± 40 ns. **Ces variations sont liées aux temps de montée/descente des modulateurs et induisent alors une variation de fréquence instantanée due à la SPM.** Elle va se traduire par un décalage de phase par rapport à la référence (LO) et donc générer des zones de pertes. Ce phénomène provoque des oscillations de la puissance détectée que l'on peut observer sur le résultat d'interférence Figure 47 (a) et qui s'étirent avec la distance de fibre parcourue.

A partir de 6 km environ, on visualise aussi très clairement l'apparition de **fluctuations rapides de puissance liée à la MI et l'augmentation conséquente du bruit**. Si on s'intéresse cette fois à l'amplitude de ρ, Figure 47(b), obtenue en sortie de filtrage et de démodulation IQ, on a réduit efficacement une partie du bruit via le filtrage mais des fluctuations lentes demeurent. On constate toujours des zones de fortes pertes sur les bords de l'impulsion qui s'ajoutent à une atténuation globale forte liée à la fois à la SPM et la MI. Ces figures illustrent donc bien les enjeux liés à la détérioration du signal à analyser en présence de ces effets non linéaires.

Le modèle numérique ainsi implémenté est composé de trois blocs :

- le **bloc de génération** permettant de régler les caractéristiques de l'impulsion : puissance crête, forme et niveau de bruit (ou rapport signal à bruit optique (OSNR)
- le **bloc de fibre test**, modélisé par la résolution de la NLSE générant les effets de pertes, dispersion et effets non linéaires propres aux caractéristiques de la fibre
- le **bloc de détection**, prenant en compte la bande passante du système pour la mesure de puissance mais qui a été aussi complété par l'ajout d'une détection cohérente permettant de visualiser les variations de phase induites par SPM directement à travers une mesure de puissance

II.2.4. Conclusion et perspectives : vers une mesure dynamique.

II.2.4.1. Interférences intra-impulsion

A ce stade, le modèle peut non seulement décrire **les modifications subies par l'impulsion lors de sa propagation en régime non linéaire** mais aussi les répercussions sur le signal mesuré, en termes de **variations de puissance et de fréquence**. Il offre donc une description de différents aspects essentiels de la mesure φ-OTDR à haute puissance. Pour que le modèle représente encore plus fidèlement une mesure de rétrodiffusion Rayleigh, le fading interférométrique peut être introduit en s'inspirant des modèles décrits section II.2.2. A partir de l'évolution du champ en fonction de la distance, un champ $E(z_k)$ peut être associé à chaque position et l'équation II-39 du modèle de Xin Lu peut être implémenté [74] Nous avons ainsi la possibilité de générer des fluctuations caractéristiques des effets de fading interférométriques dans notre modèle. Le résultat numérique issu du modèle de détection directe, présenté sur la Figure 46, est comparé au même résultat avec ajout des interférences intra-impulsions sur la Figure 48 ci-dessous.

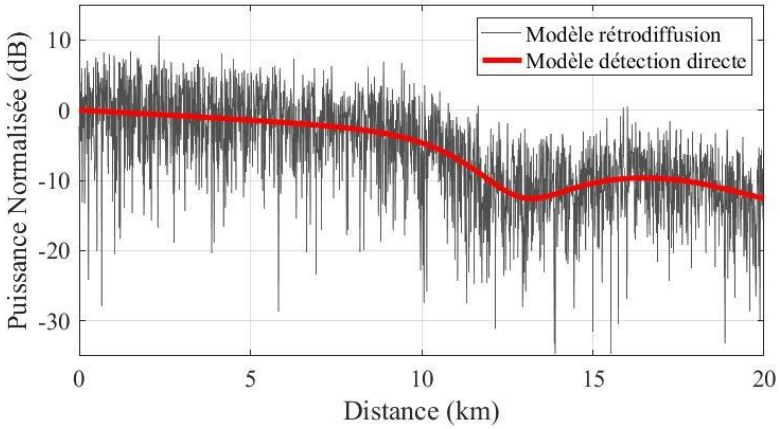


Figure 48 : Comparaison des résultats numériques de l'évolution d'une impulsion de $100\ ns$ et $500\ mW$ de puissance crête avec et sans rétrodiffusion.

Comme discuté plus haut, dans le cadre particulier de cette thèse, on souhaite se consacrer à l'analyse des effets non linéaires. Il semble donc justifié de s'émanciper de l'ajout de « bruit » supplémentaire qui nuirait à la visibilité des effets induits par SPM et IM. On raisonnera donc majoritairement sur des variations de puissance sur de longue distance (typiquement plusieurs kilomètres) qui correspondent physiquement à une mesure φ-OTDR de signal rétrodiffusé fortement moyennée.

Néanmoins, il est important de noter qu'un tel modèle, capable de **prendre en compte le fading cohérent**, peut se révéler nécessaire si l'on souhaite **simuler et étudier les performances réelles du capteur**. Une contrainte, produisant un déphasage, peut même facilement être ajoutée à partir de ce code afin d'étudier cette fois la mesure dynamique, comme réalisé dans les travaux de Xin Lu et al.

Dans le futur, le modèle présenté ici peut donc encore être adapté selon l'objectif visé.

II.2.4.2. Génération de plusieurs traces φ-OTDR.

Un dernier aspect intéressant du modèle qui peut être étudié est sa répétabilité. En pratique, lors d'une mesure DAS, plusieurs impulsions sont successivement envoyées dans la fibre. **Toutes possèdent un niveau de bruit semblable tout en en conservant un caractère aléatoire propre à chaque impulsion qui est intrinsèque à l'ajout de bruit**. En ajoutant une boucle sur une variable T, qui compte le nombre d'impulsions générées, l'impact de ces variations inter impulsions peut être étudié. En conservant les

mêmes paramètres que précédemment, 20 courbes sont calculées et les évolutions de la puissance en fonction de la distance sont présentées Figure 49.

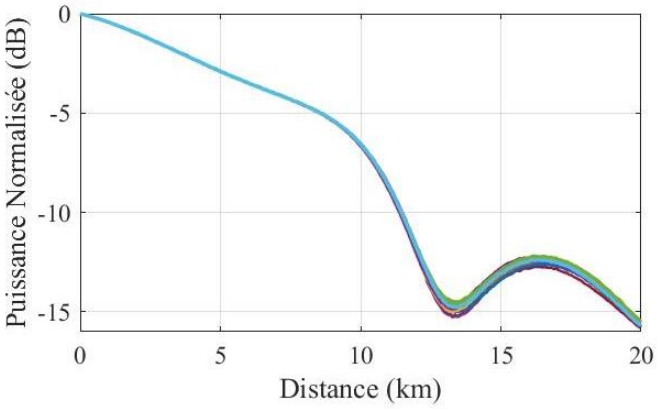


Figure 49 : Evolution de la puissance normalisée en fonction de la distance pour plusieurs impulsions bruitées de même puissance crête (500 mW) et de même durée (100 ns).

À partir de la position d'émergence du régime non linéaire, autour du 8ième kilomètre, avec la perte de l'atténuation linéaire puis l'apparition de chutes de puissance caractéristiques de la MI au 13ième kilomètre, on observe une perte de reproductibilité des traces. Autrement dit, bien que les impulsions aient les mêmes caractéristiques de puissance de bruit, les variations aléatoires des spectres initiaux se traduisent par une légère modification des traces numériques d'évolution de la puissance. Cette variation reste cohérente avec la dépendance du gain de MI au contenu spectral de l'impulsion. De plus, les tendances globales des courbes restent tout à fait similaires en termes de positions de minimum et maximum malgré l'introduction d'une légère fluctuation de puissance.

Pour étudier plus en détail ces fluctuations, on introduit la variable de variation relative de la puissance ΔP par rapport à la moyenne $\bar{P}$ des traces, calculée comme :

$$\Delta P(z) = \frac{|P(z,T) - \bar{P}(z)|}{\bar{P}(z)} \qquad \text{II-46}$$

L'évolution de cette différence relative est observée Figure 50. On ajoute également l'évolution de $\Delta\phi$, la différence de phase relative entre une trace et la trace initiale. Les résultantes de phase en chaque position sont calculées comme la somme de l'argument de ρ sur la durée d'impulsion. Les résultats sont confrontés aux courbes obtenues en régime linéaire, à une puissance crête de $100\ mW$.

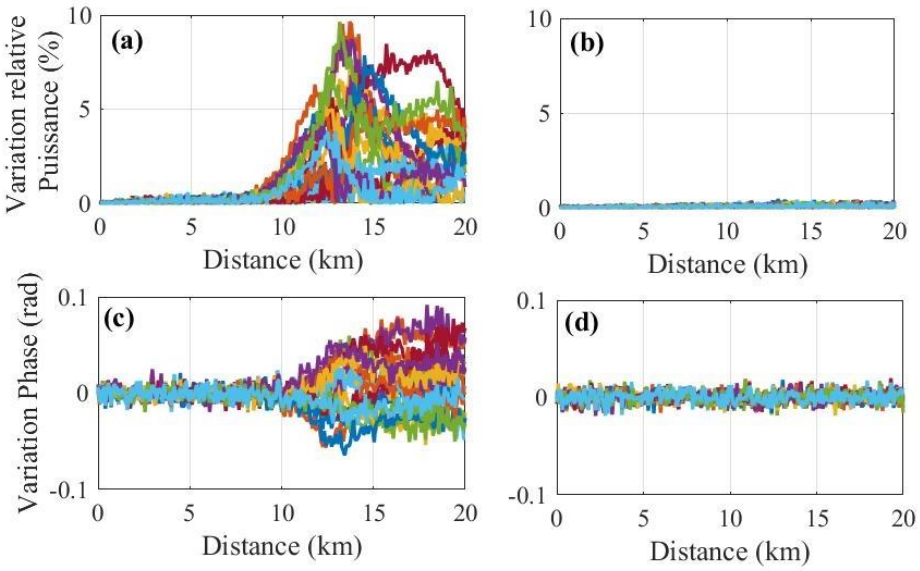


Figure 50 : Evolution des variations relatives d'amplitude (a) (b) et de phase (c) (d) entre les traces obtenues avec 20 impulsions de même niveau de bruit et de durée $100\ ns$ pour une puissance crête de $500\ mW$ (a)(c) et $100\ mW$ (b)(d).

La comparaison des résultats en régime linéaire et non linéaire permet de conclure sur le rôle majeur que joue le bruit et la MI sur la répétabilité des traces. A partir de $10\ km$, position d'apparition de la MI non linéaire et de l'échange FPU, la variation relative ΔP peut atteindre jusqu'à 10% et la différence relative de phase $\Delta\phi$ de l'ordre de 0.1 radian. Ces fluctuations entre les traces peuvent être traduites physiquement par l'ajout d'un bruit significatif sur la mesure DAS via la modification de la trace ϕ-OTDR entre deux mesures.

Remarque :
A noter que pour conclure sur l'influence de ce bruit et se rapporter aux déphasages mesurés réellement dans une mesure DAS, il faudrait se rapporter plutôt aux variations temporelles de la phase différenciée spatialement, ce qui sera discuté dans le chapitre 3 dans la section III.2.2.2.2.

Pour une analyse plus rigoureuse, ces variations peuvent être comparées aux fluctuations induites par les multiples sources de bruit de l'interrogateur, que ce soit les bruits de fréquence ou d'intensité de la source ou encore les bruits associés à la détection comme le bruit thermique et le bruit de grenaille. Toujours pour les mêmes raisons évoquées précédemment, ces bruits ne seront pas pris en compte dans cette thèse. Mais ces résultats témoignent d'un véritable intérêt à compléter le modèle.

II.2.4.3. Conclusion

Pour conclure, ce chapitre nous a donc permis de décrire, d'abord analytiquement via **l'équation non linéaire de Schrödinger (NLSE)**, les phénomènes mis en jeu lorsque des impulsions, de quelques nanosecondes et d'une puissance crête de quelques milliwatts au watt, se propagent. Trois effets primordiaux ont été identifiés : **l'atténuation, l'effet Kerr et la dispersion d'ordre 2**. L'effet Kerr conduit en présence de variation de puissance optique à **l'auto modulation de phase, notée SPM**, un effet non linéaire qui engendre une **variation de la fréquence instantanée de la porteuse**. Cette variation est d'autant plus grande que la longueur de fibre parcourue est longue et la puissance crête initiale est élevée. **La SPM couplée à la dispersion d'ordre 2 entraîne l'apparition d'un nouvel effet non linéaire, l'instabilité modulationnelle, notée MI**, qui génère une déplétion de la puissance du signal au profit d'une augmentation significative du bruit large bande.

Dans la suite du chapitre, les caractéristiques de ces effets ont été présentés en s'appuyant sur l'utilisation d'un **modèle de résolution de la NLSE basé sur la méthode de Fourier à pas divisé**, implémenté pendant cette thèse. Grâce à ce modèle numérique, **l'évolution temporelle et spectrale d'une impulsion, dont on peut choisir les caractéristiques initiales, peuvent être calculées**.

Les dernières sections du chapitre se concentrent sur la **modélisation d'une mesure φ-OTDR**. Différents modèles existants dans la littérature ont pu y être comparés. Pour se rapprocher de la mesure, il a été choisi de compléter le modèle de résolution de la NLSE par **un bloc de génération et de détection**, prenant en compte les caractéristiques de bruit du signal et les bandes passantes des photodétecteurs et du système d'acquisition.

Enfin, dans la dernière section, nous avons vu d'autres perspectives d'amélioration et d'exploitation de ce modèle pour étudier le régime non linéaire dans la mesure dynamique. Différentes pistes de développement du code ont pu être engagées pendant la thèse, que ce soit la prise en compte des interférences intrinsèques au principe de réflectométrie sensible à la phase ou la génération de plusieurs traces. Ces résultats témoignent du potentiel du modèle à être adapté à d'autres sujets.

Le modèle numérique ainsi détaillé dans ce chapitre est utilisé dans la suite de la thèse pour **prévoir des comportements du signal en régime non linéaire et investiguer les options de gestion de la MI et de la SPM**. Mais dans un premier temps, on l'emploie dans le prochain chapitre pour **retrouver les tendances expérimentales** de variation de puissance optique détectée et de la phase du signal en régime non linéaire.

Cette confrontation entre caractérisation expérimentale et résultats numériques constitue une importante **étape de validation du modèle** et permet aussi de confirmer la bonne identification des paramètres critiques mis en jeu.

Chapitre III. Impact des effets non linéaires sur la mesure DAS

Dans le chapitre précédent, les objectifs motivant l'implémentation d'un modèle numérique ont été discutés ainsi que les principales étapes de l'architecture du modèle finalement choisi et implémenté. Le modèle final repose sur la résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger afin de simuler l'évolution d'une impulsion se propageant dans une fibre. A travers la description physique et analytique des effets mis en jeu, illustrés par des résultats de calcul, nous avons pu déterminer les phénomènes non linéaires prépondérants : **l'Instabilité Modulationnelle (MI) et l'auto modulation de phase (SPM)**.

Dans ce chapitre, l'objectif est maintenant de valider ces analyses en visualisant et caractérisant expérimentalement ces effets au moyen d'un interrogateur DAS commercial. En accord avec les conclusions du chapitre 1, l'interrogateur DAS choisi est basé sur la technologie φ-OTDR et utilise une détection cohérente. Les principaux paramètres de la mesure DAS peuvent y être ajustés : **puissance en entrée, durée et profil de l'impulsion, caractéristiques du bruit et bande passante de détection**.

Nous allons donc explorer les différentes manières de mettre en évidence la présence de SPM et de MI lors d'une mesure DAS. L'objectif étant à la fois de faire le lien entre les résultats numériques et expérimentaux, de confirmer les paramètres critiques et d'identifier les limitations engendrées par les deux effets non linéaires étudiés. Les approches possibles pour tenter de visualiser la MI et la SPM se divisent en deux catégories : celles reposant sur une **caractérisation de l'impulsion après propagation** dans la fibre, c'est-à-dire en transmission, et celles se basant directement sur des données extraites de l'interrogateur par **analyse de la rétrodiffusion**. Le but de ce chapitre est donc de proposer une synthèse et une interprétation de toutes ces mesures.

L'organisation du chapitre, types de résultats et objectifs, est explicitée sur le schéma présenté ci-dessous Figure 51.

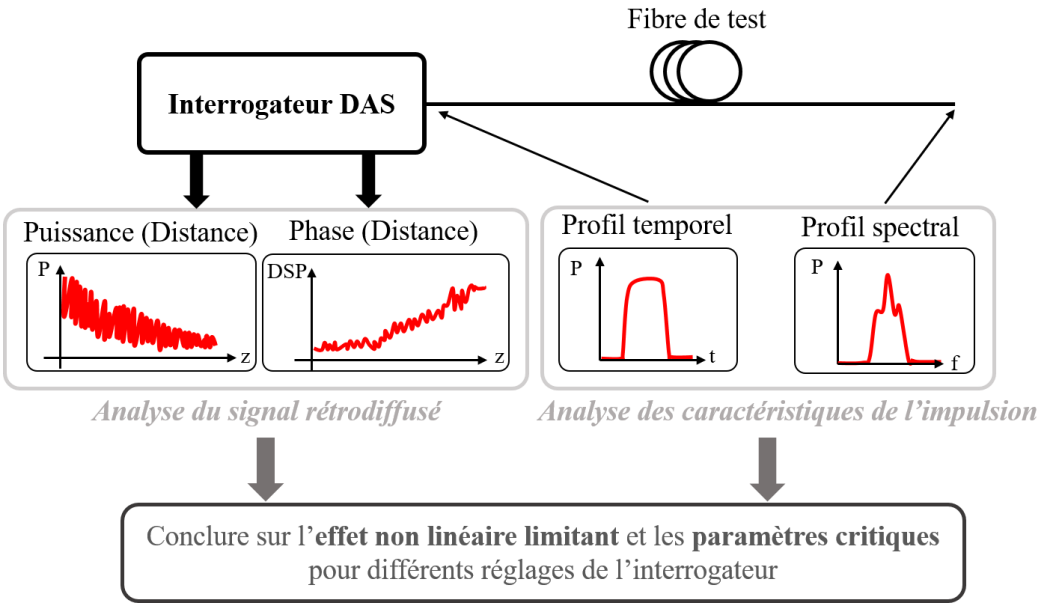


Figure 51 : Schéma synthétique de l'organisation des mesures de caractérisation des effets non linéaires à partir d'un interrogateur DAS commercial.

Dans un premier temps, l'identification du régime peut se faire par des mesures indirectes, qui n'ont pas de lien avec la mesure DAS, mais permettent d'analyser **les propriétés de l'impulsion au fil de la propagation**. Les impulsions injectées dans la fibre doivent être elles-mêmes bien caractérisées. Les mesures en fin de fibre, mesures de spectres, sont des protocoles classiques, historiquement consacrés à

mettre en évidence les effets non linéaires ou à mesurer le coefficient Kerr γ d'une fibre [60], [80], [81]. On s'applique dans ce chapitre à les adapter à des signaux impulsionnels typiques des DAS φ-OTDR. On présente alors des résultats permettant de **quantifier la présence d'effets non linéaires en fonction des paramètres d'entrée**, configurables sur l'interrogateur, et de la distance de fibre parcourue.

Dans un second temps, on s'intéresse à la caractérisation du régime non linéaire directement à partir de données φ-OTDR et DAS. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 1, différents types de données peuvent être récupérés depuis l'interrogateur. D'abord, **la mesure de la puissance rétrodiffusée** en fonction de la distance peut être analysée. Ensuite, l'utilisation de l'interrogateur en mode dynamique, i.e. le mode permettant la détection de contrainte, permet d'analyser **les variations de la phase** pour différentes positions, avec ou sans perturbation dans la ligne, pour évaluer les performances du capteur.

Les différentes mesures présentées dans ce chapitre sont importantes sur plusieurs plans.

D'abord du point de vue de l'utilisateur du DAS, elles offrent **plusieurs protocoles permettant de déceler la présence de SPM et de MI selon les paramètres de génération d'impulsion choisis**. Elles permettent également d'évaluer la fiabilité de la mesure en régime non linéaire.

Pour ce qui est de la compréhension physique de ces phénomènes, ces résultats clarifient **les conséquences de la présence d'effets non linéaires dans la mesure DAS et les paramètres critiques mis en jeu**, notamment en les confrontant au modèle numérique.

En outre, l'ajustement des courbes expérimentales aux résultats numériques encourage à valider notre approche et à utiliser l'outil de modélisation pour envisager différentes solutions de gestions de ces effets non linéaires.

III.1. Modification des caractéristiques de l'impulsion en régime non linéaire.

Dans cette première partie, les mesures pour évaluer expérimentalement la modification des impulsions, engendrée par la SPM et la MI au cours de la propagation, sont présentées. Un des objectifs initiaux était que les protocoles proposés se concentrent sur l'application DAS et soient donc facilement compatibles à l'utilisation d'un interrogateur du commerce. Ainsi, pour étudier la transformation des impulsions utilisées dans les technologies φ-OTDR, **l'interrogateur DAS commercial dont nous disposons est notre principale source d'impulsions laser**.

Tous les résultats présentés dans cette section peuvent être obtenus avec un interrogateur, une fibre traditionnelle de télécommunication SMF et des appareils de métrologie, type oscilloscope ou analyseur de spectres.

III.1.1. Profil initial des impulsions générées par l'interrogateur

Afin de pouvoir comprendre au mieux les paramètres régissant l'apparition des effets non linéaires, il est nécessaire de mesurer les caractéristiques des impulsions initiales générées par l'interrogateur qui sont injectées dans la fibre. On s'intéresse donc dans ce paragraphe à la forme et à la puissance crête des impulsions pour différentes consignes. Pour caractériser le profil temporel, le signal de sortie de l'interrogateur est envoyé sur une photodiode de fréquence d'échantillonnage $1\ GHz$ alliée à une résistance de charge de $50\ \Omega$ puis affiché sur un oscilloscope de fréquence d'échantillonnage de $4\ GHz$. Cette mesure est reproduite pour plusieurs consignes de puissance et de durées d'impulsion réglées directement depuis l'interrogateur.

Grâce à ces mesures, le temps de montée caractéristique du modulateur acousto-optique utilisé dans le bloc de génération d'impulsion de l'interrogateur peut être estimé, voir Figure 52. Pour une consigne de $50\ ns$, l'impulsion obtenue a une forme quasi-rectangulaire, que nous qualifions de supergaussienne.

Le temps de montée T_m est défini comme la durée nécessaire pour atteindre 99% de la valeur maximale et est estimé à $17\,ns$. Le paramètre de résolution spatiale minimale ΔZ entrée en consigne de l'interrogateur correspond à la largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions mesurées sur l'oscilloscope. Nous avons défini ce paramètre comme la durée d'impulsion T_p dans notre modèle numérique.

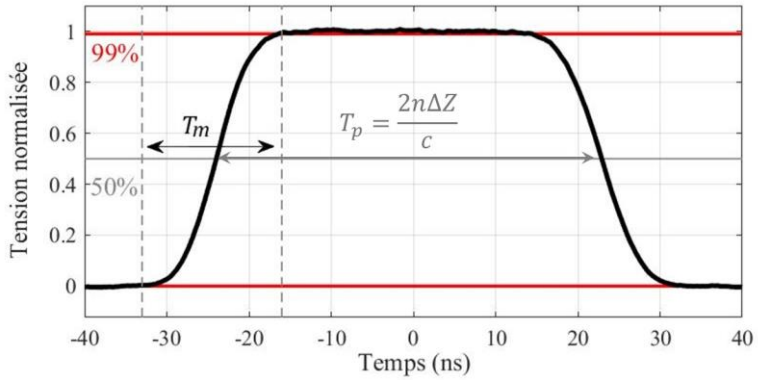


Figure 52 : Profil temporel moyenné d'une impulsion pour une consigne de résolution de $5\,m$ (soit $50\,ns$ de largeur à mi-hauteur). Les paramètres de durée d'impulsion T_p, temps de montée du modulateur T_m et résolution spatiale ΔZ y sont ajoutés avec n indice de la fibre et c vitesse de la lumière.

On regarde ensuite le profil de l'impulsion pour une consigne de $10\,ns$, qui correspond à une résolution de $1\,m$, qui est la durée d'impulsion la plus courte qui puisse être réglée. Le profil obtenu pour cette consigne est différent, comme on peut le voir Figure 53, et s'ajuste très bien numériquement avec un profil mathématique gaussien Figure 54.

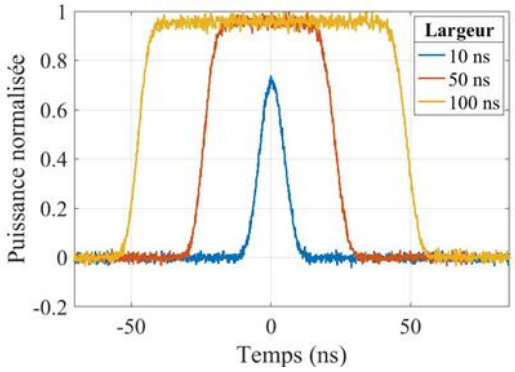


Figure 53 : Profils des impulsions pour une même consigne de puissance crête et différentes largeurs d'impulsion. Les profils sont normalisés par rapport à la puissance crête de l'impulsion de $100\,ns$.

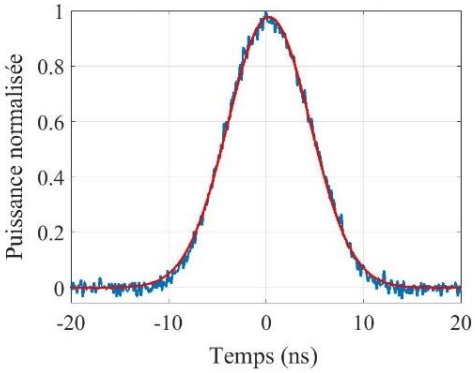


Figure 54 : Profil normalisé d'une impulsion mesurée à l'oscilloscope, de consigne de $10\,ns$ (courbe en bleu) à laquelle est ajustée la courbe d'une gaussienne (courbe rouge) de largeur à mi-hauteur de $10\,ns$.

Cette différence de profil s'explique par les limites induites par l'utilisation de l'AOM pour le découpage de l'impulsion. La durée de l'impulsion étant plus petite que le temps de montée du modulateur acousto-optique utilisé, le profil s'éloigne du créneau de consigne. Dans cette limite du modulateur, on constate également une augmentation des pertes au niveau de la puissance crête et ce pour toutes les consignes de puissance. Cette différence de puissance entre les impulsions courtes gaussiennes et les impulsions plus longues est mise en évidence en normalisant l'amplitude des profils par rapport à la puissance maximale de l'impulsion la plus longue. Cette différence sera prise en compte dans la suite des résultats et justifiera que la puissance crête maximale disponible pour les impulsions de $10\ ns$ soit plus faible que pour les autres consignes.

Dans le reste de notre étude nous pourrons donc considérer que les impulsions **longues**, dont la largeur à mi-hauteur vérifie $\boldsymbol{T_p > T_m}$, sont **supergaussiennes** et les impulsions **courtes** vérifiant $\boldsymbol{T_p < T_m}$ sont gaussiennes. On s'affranchit de l'écart entre puissance de consigne et puissance réelle dans nos travaux en faisant directement référence aux puissances crêtes estimées en sortie de l'interrogateur.

En comparant le profil de l'impulsion avant propagation et après, en sortie d'une fibre, il est théoriquement possible de constater l'augmentation importante du bruit d'intensité sur le profil temporel de l'impulsion au fil de la propagation. Cependant, cela nécessiterait des appareils de détection aux capacités d'échantillonnages très rapides via des montages très sophistiqués, capables de visualiser des signaux de plusieurs dizaines de gigahertz, ordre de grandeur des fluctuations rapides bénéficiant d'un fort gain de MI (cf. section II.1.2.4.).

III.1.2. Evolution spectrale des impulsions

La détection directe par photodiode ne permet donc pas d'observer de modification significative des impulsions i.e. seule l'atténuation peut être observée mais pas d'augmentation du bruit et ce, dû à l'échantillonnage limité de notre photodiode et de l'oscilloscope. Il est impossible avec un tel montage de mesurer les variations du profil de très hautes fréquences, aux alentours de $50\ GHz$ typiquement pour la MI. Des mesures aux analyseurs de spectre optique (OSA) et électrique (ESA) ont été privilégiées pour éviter ces contraintes et observer les effets de la propagation en régime non linéaire.

III.1.2.1. Evolution du bruit en régime non linéaire : mise en évidence de la MI

L'objectif de ce paragraphe est de **visualiser spécifiquement l'évolution du bruit** contenu dans l'impulsion, qui est sensible à la MI, en fonction de la distance de fibre parcourue et ce, dans le domaine spectral. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le bruit blanc lié à l'ASE, susceptible d'être amplifié, s'étend sur une très large bande. Il convient donc pour observer ce phénomène d'utiliser un Analyseur de Spectre Optique (OSA) dont la résolution minimale est de $0.03\ nm$ (soit environ $4\ GHz$ à $1550\ nm$), ce qui permet d'obtenir les variations du spectre de l'impulsion sur plusieurs nanomètres. Pour obtenir ces mesures de spectres, des atténuateurs optiques sont utilisés afin de respecter la limite de puissance en entrée de $10\ dBm$ de l'appareil de mesure, voir le montage Figure 55.

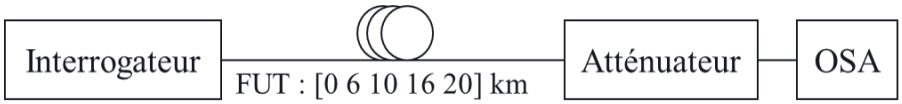


Figure 55 : Schéma de montage de la caractérisation du spectre des impulsions à différentes longueurs de fibre. OSA : Analyseur de Spectre Optique.

Pour commencer, on mesure les spectres normalisés des impulsions directement en sortie d'interrogateur, après l'étage d'amplification constitué de l'EDFA et le découpage des impulsions par l'AOM. Ils sont présentés Figure 56 pour différentes consignes de puissance crête.

Les spectres obtenus permettent de visualiser le niveau d'ASE en sortie d'interrogateur et la normalisation du signal permet de rendre compte d'un rapport signal à bruit dépendant très peu de la puissance en entrée, l'EDFA étant toujours saturé. Un rapport signal à bruit optique (OSNR) de plus de $50\ dB$ est assuré pour chaque puissance à la résolution de mesure choisie de $0.03\ nm$.

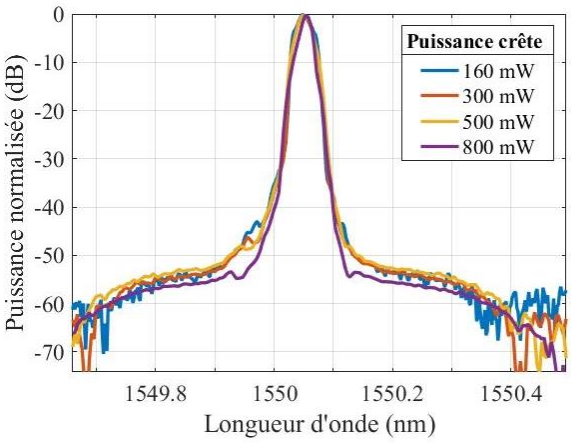


Figure 56 : Spectres d'impulsions de $900\ ns$ en sortie d'interrogateur à différentes puissances de consigne (après l'amplification par l'EDFA).

L'objectif de la suite des mesures est de visualiser l'évolution du spectre de l'impulsion après différentes longueurs de fibre parcourues. On réalise les mesures cette fois pour deux durées d'impulsions, $10\ ns$ et $100\ ns$, à une puissance crête comparable, voir Figure 57.

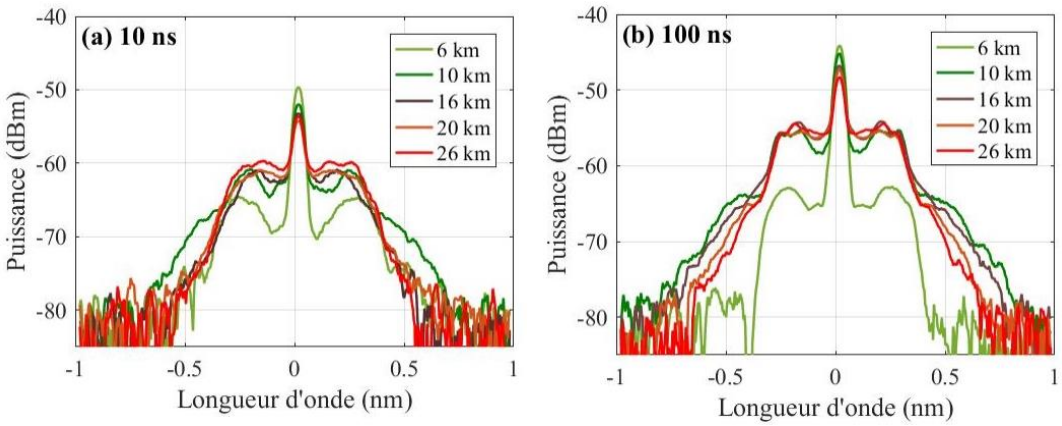


Figure 57 : Spectres obtenus à partir d'impulsion de $10\ ns$ (a) et $100\ ns$ (b) pour une puissance crête estimée de $500\ mW$ ($27\ dBm$).

La première observation qui peut être faite est que la modification très large bande du spectre est clairement visible dans les deux configurations. **L'augmentation large bande du bruit, avec la forme de deux lobes de part et d'autre de la porteuse du signal, est caractéristique de la présence d'un gain d'instabilité de modulation**. De plus, le caractère non linéaire du phénomène y est clairement mis en évidence : d'une part, par la variation de puissance à la fréquence centrale (exemple : on obtient une puissance à $26\ km$ supérieure à celle à $20\ km$, Figure 57(a)) et d'autre part, via l'augmentation des lobes de bruit qui n'est pas proportionnelle à la distance. Dans les deux cas, le bruit atteint sa largeur

maximale lorsque la longueur de la fibre est de 10 km pour les configurations d'impulsion considérées et la fibre utilisée.

Vérifier le profil des spectres du signal en sortie de fibre est donc une façon rapide et efficace de conclure sur la présence de MI. La conclusion principale de ces mesures est que la MI et même le régime non linéaire de la MI sont atteints pour une impulsion gaussienne de 10 ns et une impulsion supergaussienne de 100 ns.

Bien que l'étalement semble d'autant plus important que la durée d'impulsion est longue, en accord avec la théorie (cf. section II.1.2.4.2), on peut conclure que **toutes les configurations possibles de formes et de durées d'impulsions pertinentes en DAS seront sensibles à la MI en présence de bruit et à partir d'une certaine puissance**.

Pour étudier plus en détail les différents régimes de la MI, on propose cette fois de réaliser la même mesure après une longueur de fibre fixe de 10 km. Grâce à un banc de génération d'impulsions, qui sera décrit en détail dans le Chapitre IV, une impulsion gaussienne de 100 ns est envoyée dans la fibre pour différentes puissances crête après avoir été filtrée. Il ne reste donc que le bruit de l'ASE sur une plage de 1.5 nm autour de la porteuse.

L'objectif est de quantifier expérimentalement l'augmentation du bruit. Pour ce faire, on compare la puissance contenue dans le signal avec la puissance contenue dans les lobes de bruit. Pour relever ces puissances, l'OSA est réglé sur une résolution de 0.2 nm pour deux mesures de puissance:

- **A la longueur d'onde centrale d'un des lobes** à 1549.8 nm : cette résolution de 0.2 nm permet d'intégrer la quasi-totalité de la puissance du lobe. Cette première mesure permet donc d'évaluer le **bruit intégré dans un des lobes de bruit** amplifié par MI.

- A **la longueur d'onde de la porteuse** : le bruit intégré dans la résolution est négligeable car plus de 15 dB inférieur à la puissance du signal. La deuxième mesure de puissance permet donc d'évaluer la **puissance du signal**.

Ainsi, comme illustré Figure 58, on s'assure toujours d'intégrer le maximum du lobe du gain de MI pour toutes les puissances testées et tout le signal contenu dans la porteuse.

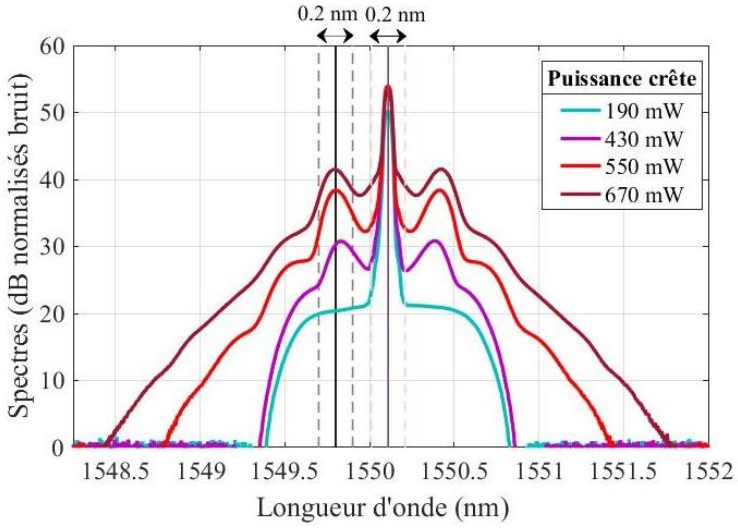


Figure 58 : Spectres d'une impulsion supergaussienne, de 100 ns et plusieurs puissances crêtes, mesurés après une longueur de fibre de 10 km à l'analyseur de spectres optique pour une résolution de 30 pm. Les plages de mesure de puissance du bruit et du signal sont indiquées.

Enfin, la puissance du bruit dans le lobe est comparée à la puissance contenue dans la porteuse via des courbes d'évolution du rapport signal à bruit optique (OSNR) et de la puissance crête en fonction de la puissance initiale, voir Figure 59. Les spectres relevés pour la résolution minimale disponible de $0.03\ nm$, comme pour la mesure précédente, sont ajoutés à titre illustratif sur cette même figure.

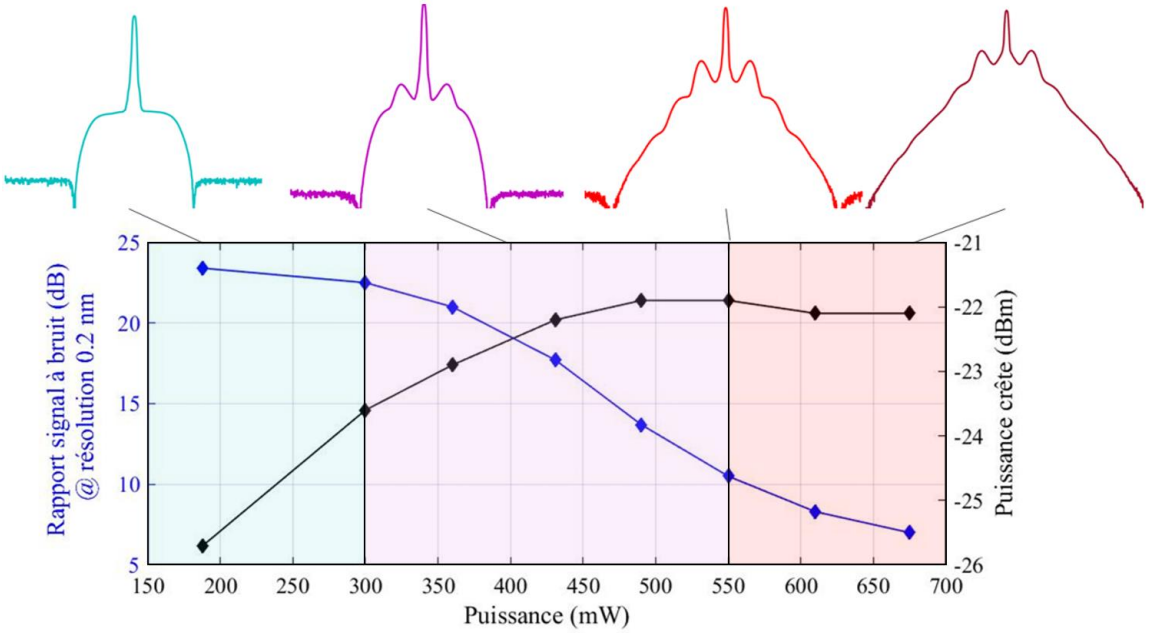


Figure 59 : Evolution du rapport signal à bruit intégré dans une résolution de $0.2\ nm$ autour de 1549.8 nm et de la puissance crête à 1550.1 nm en fonction de la puissance mesurée en sortie de filtrage. Les spectres obtenus à une résolution de $30\ pm$ sont ajoutés à titre indicatif pour illustrer des grandes étapes de l'instabilité modulationnelle.

La Figure 59 permet de visualiser clairement l'impact de la MI sur la qualité du signal en fonction du régime considéré :

- Dans un premier intervalle de puissance (zone bleue): l'augmentation de la puissance initiale va se traduire simplement par une augmentation proportionnelle de la puissance crête du spectre à $10\ km$ avec une variation du bruit très faible. **Le régime peut être considéré comme linéaire**. Dans nos mesures, ce régime correspond aux deux mesures à 180 et $300\ mW$ où l'écart de plus de $2\ dB$ entre les puissances d'entrées est retrouvé à $10\ km$.

- Si on continue d'augmenter la puissance (zone rose) : on entre dans **le régime linéaire de la MI**, en dépassant la puissance seuil d'apparition du phénomène. Cela se traduit par une augmentation progressive des lobes de bruit et donc une dégradation de l'OSNR. La puissance de la porteuse continue d'augmenter mais la relation de linéarité entre puissance en entrée et puissance de sortie est perdue. Dans le cas présenté ici, on peut donc estimer que la puissance seuil de MI, si on la définit arbitrairement comme la puissance à partir de laquelle le OSNR initial a diminué de $3\ dB$, est de $350\ mW$.

- Enfin, à partir d'une certaine puissance en entrée, l'amplification du bruit atteint une valeur limite, ce qui se traduit par la stabilisation de l'OSNR avec l'augmentation de la puissance (zone rouge). La puissance contenue dans le bruit est alors comparable à la puissance du signal et **le régime non linéaire de la MI, ou l'effet Fermi Pasta Ulam, est atteint**. Les phénomènes de couplage et donc d'échange de puissance entre le bruit et la porteuse se multiplient et le spectre s'élargit jusqu'à dépasser la largeur du filtre initiale de $1.5\ nm$.

Ainsi, pour cette configuration, la puissance garantissant un maximum de signal à $10\ km$ est donc de $550\ mW$, et non pas la puissance maximale testée de 680 mW. Bien que la puissance du signal soit maximum, l'OSNR est déjà fortement détérioré.

Nous avons donc constaté dans cette section qu'obtenir les spectres du signal après propagation en direct dans la fibre avec un OSA donne de nombreux renseignement sur l'établissement de la MI et l'estimation de sa puissance seuil. Pour garantir **une augmentation du signal en fin de fibre lorsque l'on augmente la puissance en entrée**, les échanges entre la porteuse et le bruit doivent être évités, on doit donc **choisir une puissance en dessous de la puissance seuil d'établissement du phénomène de FPU**.

Pour **conserver le rapport entre le signal et le bruit** tout au long de la propagation, on doit choisir une puissance encore plus faible pour garantir **un régime linéaire sans MI**. Comme nous l'avons vu précédemment, ces puissances seuils vont être d'autant plus faibles que le niveau de bruit est fort et la longueur de fibre considérée est longue.

Remarque :
On est déjà sûr à ce stade que la perte de puissance au centre de l'impulsion va impacter la puissance rétrodiffusée détectée et donc les performances du capteur. Néanmoins, pour être sûr que la détérioration de l'OSNR impacte également la mesure, il convient de réaliser des mesures de plancher de bruit.

III.1.2.2. Evolution du spectre autour de la porteuse : mise en évidence de la SPM

Les mesures de la section précédente, à elles seules, restent incomplètes pour caractériser les effets non linéaires dégradant le signal. Elles donnent seulement le moyen de quantifier la MI et ne nous donnent aucune information sur la SPM. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, aux puissances crêtes et largeurs d'impulsion considérées pour notre application, la variation de fréquence induite par SPM ne dépasse pas quelques gigahertz, ce qui est plus de trois fois plus petit que la résolution minimale de $0.03\ nm$ (soit environ $4\ GHz$) qui est disponible sur l'OSA et rend donc impossible la visualisation de son impact avec cette expérience. Un autre protocole de mesure complémentaire doit être mis en place pour observer la SPM.

Pour s'affranchir des limites en résolution de l'OSA, on propose un **montage de détection auto-hétérodyne afin de réaliser une mesure à l'Analyseur de Spectre Electrique (ESA)**. Si d'autres montages ont pu être proposés dans la littérature avec pour objectif de caractériser la SPM [81], le montage hétérodyne associé à un ESA est utilisé dans plusieurs travaux. Particulièrement dans le contexte des applications de réflectométrie [52], les impulsions utilisées sont relativement longues et génèrent donc des variations moins rapides de puissance induisant des élargissements spectraux relativement faibles (quelques mégahertz à quelques gigahertz) devant les résolutions disponibles et donc difficilement mesurables par d'autres moyens (comme l'analyseur de spectre optique).

La contrainte principale de ce montage pour caractériser la présence de SPM en utilisant un interrogateur commercial est qu'il nécessite la présence d'un oscillateur local de référence, dont la fréquence possède un décalage par rapport à la fréquence du signal impulsionnel. Dans notre cas, nous avons pu prélever une partie du laser avant amplification et découpage des impulsions à l'intérieur de l'interrogateur, ce qui nous a permis de réaliser le montage auto-hétérodyne présenté ci-dessous Figure 60.

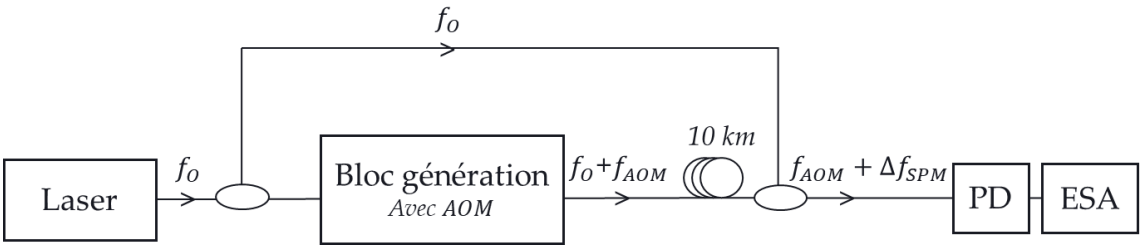


Figure 60 : Schéma du montage de détection auto-hétérodyne dont l'objectif est de visualiser la variation de fréquence induite par SPM. PD : Photodiode, ESA : Analyseur de Spectre Electrique, AOM : Modulateur Acousto-Optique.

En sortie du montage, on obtient donc **le battement entre la référence continue (LO) de fréquence f_0 et le signal impulsionnel à la fréquence f_0 décalée de f_{AOM}** caractéristique de l'AOM utilisé pour la modulation d'intensité et le décalage en fréquence, qui est dans notre cas de $200\ MHz$. Ce battement contient donc l'information de **la variation de fréquence Δf_{SPM}** induite par la présence de SPM autour de la porteuse mais décalée de f_{AOM}. Il est ensuite possible de récupérer le spectre caractéristique du battement à partir d'une mesure dans le domaine temporel, via un oscilloscope par exemple, suivie d'une transformée de Fourier ou directement en utilisant un ESA. Les résultats présentés Figure 61 sont obtenus avec cette deuxième méthode.

On peut visualiser sur cette figure les spectres résultants du battement après propagation dans une fibre de $10\ km$ pour deux configurations d'impulsions : une gaussienne courte de $10\ ns$ et une impulsion plus longue de $100\ ns$ supergaussienne. Des courbes purement théoriques y sont ajoutées. Ces spectres théoriques sont obtenus numériquement à partir de la formule analytique de la variation de fréquence de la SPM, présentée dans la section II.1.2.3, qui a été implémentée dans un code Matlab. Ils sont ensuite ajustés en puissance pour correspondre à l'élargissement mesuré.

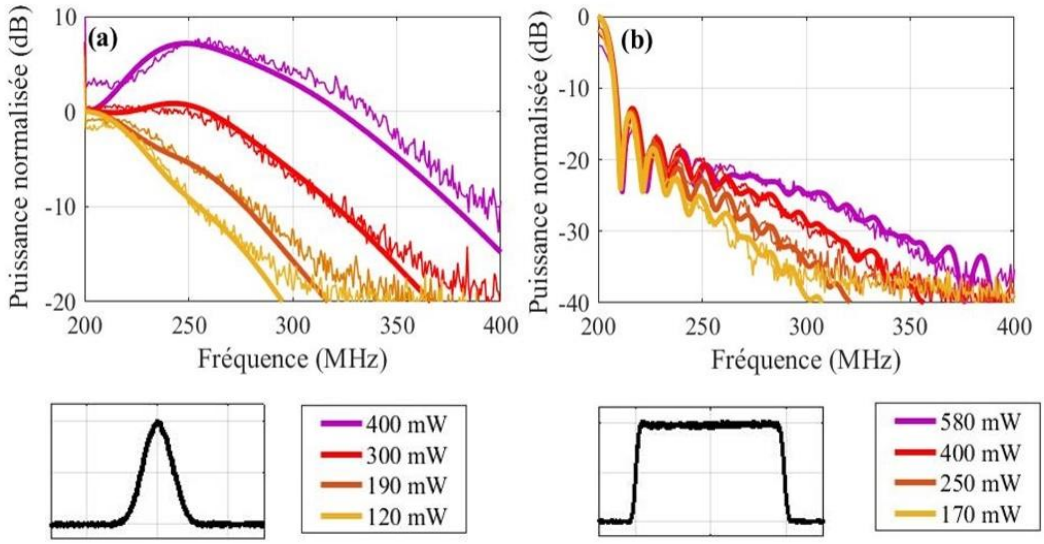


Figure 61 : Elargissement spectral autour de la porteuse f_{AOM} induit par SPM pour différentes puissances (a) pour une impulsion gaussienne de $10\ ns$ (b) pour une impulsion supergaussienne de $100\ ns$. Les puissances indiquées correspondent aux valeurs numériques permettant l'ajustement des courbes et les profils des impulsions considérées sont insérés.

On constate pour les deux configurations testées un élargissement du spectre avec l'augmentation de la puissance, en très bon accord avec la variation théorique. Comme on s'y attend, **la variation de la fréquence instantanée est indéniablement beaucoup plus importante dans le cas de l'impulsion gaussienne courte**, où le maximum de puissance s'est même déplacé, pour les plus hautes puissances,

à 50 MHz de la fréquence porteuse. L'élargissement n'est donc pas seulement plus grand. La forme gaussienne du profil est synonyme d'une variation perpétuelle de puissance optique pendant la durée d'impulsion. C'est cette variation qui engendre une constante modification de la fréquence instantanée. **Un maximum de signal à la fréquence porteuse n'est donc plus garanti.**

A l'inverse, l'impulsion au profil supergaussien, Figure 61 (b), possède temporellement un plateau de puissance optique quasi constante qui garantit un maximum de signal à la fréquence de battement de 200 MHz à toutes les puissances malgré l'élargissement spectral. La variation de fréquence se produit donc, comme nous l'avons constaté Chapitre II, seulement pendant les temps de montée/descente de l'AOM. **La SPM est donc limitée** lorsque ce type d'impulsion est utilisé.

A travers ces mesures, nous avons donc réussi à clairement observer la SPM pour des impulsions produites par un interrogateur DAS. De plus, les résultats suivent fidèlement l'expression analytique de la variation de fréquence liée à la SPM. Les spectres sont obtenus ici pour une position de 10 km mais il est garanti que l'élargissement spectral sera d'autant plus important que les distances visées seront grandes.

En comparaison à la MI, la SPM est rarement mentionnée comme effet limitant dans les travaux étudiant le DAS. Nous avons ici la preuve expérimentale que la **SPM peut engendrer des pertes de signal importantes à la longueur d'onde d'intérêt et ce particulièrement lorsque des impulsions courtes et/ou gaussiennes sont utilisées**.

Pour quantifier l'impact de la SPM dans l'utilisation de l'interrogateur, une limite sur l'élargissement spectral toléré doit être alors définie. Elle dépendra directement de la bande passante limitant la proportion de signal rétrodiffusé conservée et traitée après détection. Dans notre cas par exemple, ou un filtrage de largeur $\Delta F_{filtre}^{expe} = 100\ MHz$ est appliqué sur le signal rétrodiffusé après détection, la SPM engendre d'importantes pertes à partir de plusieurs centaines de milliwatts.

III.1.3. Conclusion partielle

Dans cette sous partie, nous avons donc proposé deux types de mesures permettant de conclure sur la nature du régime non linéaire et les paramètres critiques mis en jeu. Ces mesures permettent de quantifier à elles deux les impacts de la MI et de la SPM sur l'évolution des impulsions générées dans une fibre par un interrogateur.

La MI et ses différents régimes peuvent être caractérisés à l'analyseur de spectre optique en constatant des variations importantes de bruit sur une large bande de fréquences. Cette détérioration du signal est constatée pour **toutes les configurations de durées et de formes d'impulsions testées**. Le profil et la durée de l'impulsion semblent légèrement altérer la forme du gain de MI mesuré, mais pour les cas testés avec l'interrogateur, **la présence de bruit et la puissance crête** de l'impulsion sont les deux principaux paramètres qui conditionnent l'augmentation du bruit.

La variation de fréquence instantanée induite par SPM est quant à elle caractérisée via un montage auto-hétérodyne et un analyseur de spectre électrique. L'élargissement spectral mesuré est d'autant plus grand que les variations de puissance seront intenses, autrement dit rapides et de forte amplitude. Les impulsions gaussiennes, qui ne possèdent pas d'intervalle temporel où la puissance optique est constante dans leur profil, pourront même voir leur maximum de signal migrer à une fréquence éloignée de plusieurs dizaines de mégahertz de la porteuse initiale.

Pour conclure, les mesures présentées permettent donc de rendre compte rapidement des phénomènes physiques limitants selon les configurations choisies d'utilisation de l'interrogateur. Elles sont aussi utiles pour appréhender les effets de MI et de SPM au-delà des modèles analytiques, discutés dans le

chapitre 2, en confirmant expérimentalement les tendances mises en évidence numériquement. Les différents protocoles présentés sont ainsi de bons moyens d'évaluer l'efficacité des solutions de gestion des effets non linéaires qui feront l'objet de notre dernier chapitre.

Remarque :
Il convient de noter néanmoins que l'objectif de ce chapitre est de se concentrer sur des méthodes de caractérisation réalisables directement à partir d'un interrogateur commercial. Pour aller plus loin dans l'analyse de l'importance de la durée et de la forme de l'impulsion sur les effets non linéaires, il est nécessaire de s'affranchir des limites des réglages de l'impulsion disponibles sur un tel interrogateur, ce que nous ferons dans le chapitre 4.

Dans le cadre particulier de cette thèse, on cherche in fine à constater l'impact de ces effets directement à travers la mesure DAS, ce que nous allons présenter dans la partie suivante.

III.2. Manifestation du régime non linéaire dans une mesure DAS

Dans le chapitre 1, nous nous sommes intéressés aux grands principes de la mesure φ-OTDR puis de la mesure DAS, qui est l'application finale de nos travaux. Dans cette section, on cherche à directement utiliser le type de résultats exploités en réflectométrie φ-OTDR et en DAS pour comprendre l'impact des effets de MI et de SPM. Les objectifs sont donc multiples :

- **Constater l'impact de la SPM et de la MI à travers des mesures de puissance rétrodiffusée et de variation de phase**
- **Valider le modèle numérique** implémenté à partir de l'ajustement aux courbes expérimentales
- Analyser la mesure de contrainte pour conclure sur **la fiabilité de la mesure en régime non linéaire**
- Conclure sur **les paramètres critiques** de réglage de l'interrogateur
- **Envisager des pistes de gestion de la MI et de la SPM**

III.2.1. Mesure de puissance rétrodiffusée

Dans la plupart des interrogateurs DAS basés sur la technologie φ-OTDR, une mesure de puissance de signal rétrodiffusé en fonction de la distance est possible. On parle en général de mesure en amplitude et l'unité de la mesure est souvent arbitraire, dépendant de la conversion analogique numérique. En pratique, l'objectif de cette mesure est de rapidement vérifier la bonne transmission du signal dans la ligne, identifier la position de fin de fibre et les potentielles pertes localisées (soudure, connecteurs, etc…). C'est également à partir de cette mesure que l'on cherche à optimiser le signal en réglant les différents paramètres d'entrée, notamment la puissance et la durée d'impulsion.

Les **mesures en amplitude**, utilisées dans cette section, présentent **la puissance de signal rétrodiffusé en chaque position, moyennée sur plusieurs traces pour une durée d'acquisition d'une seconde**. Elles représentent donc la quantité de signal détectée puis traitée par l'interrogateur en fonction de la distance.

III.2.1.1. Apparition de zones « aveugles »

La manifestation du régime non linéaire la plus rapportée et connue dans le domaine des capteurs à fibre est certainement la modification de l'atténuation apparente, liant l'amplitude du signal mesuré à la distance. En effet, en **régime linéaire**, comme nous l'avons vu théoriquement dans le chapitre précédent, l'évolution de la puissance en fonction de la distance dans une fibre SMF traditionnelle résulte en une **décroissance exponentielle de la puissance suivant l'atténuation de la fibre de $0.2\,dB/km$** en transmission (soit $0.4\,dB/km$ en rétrodiffusion). Cette décroissance est modulée par le fading

interférométrique avec des fluctuations de l'intensité locale. Mais lorsque l'on augmente la puissance initiale, ce comportement change : on constate l'apparition de zones dites « aveugles », où l'atténuation semble soudainement augmenter, et qui s'ajoute à une augmentation globale des pertes par rapport à l'atténuation intrinsèque de la fibre.

On passe d'un régime linéaire à un régime non linéaire. Des courbes brutes de l'évolution de l'amplitude en fonction de la distance sont présentées Figure 62, ces mesures sont directement extraites d'enregistrement avec notre interrogateur commercial.

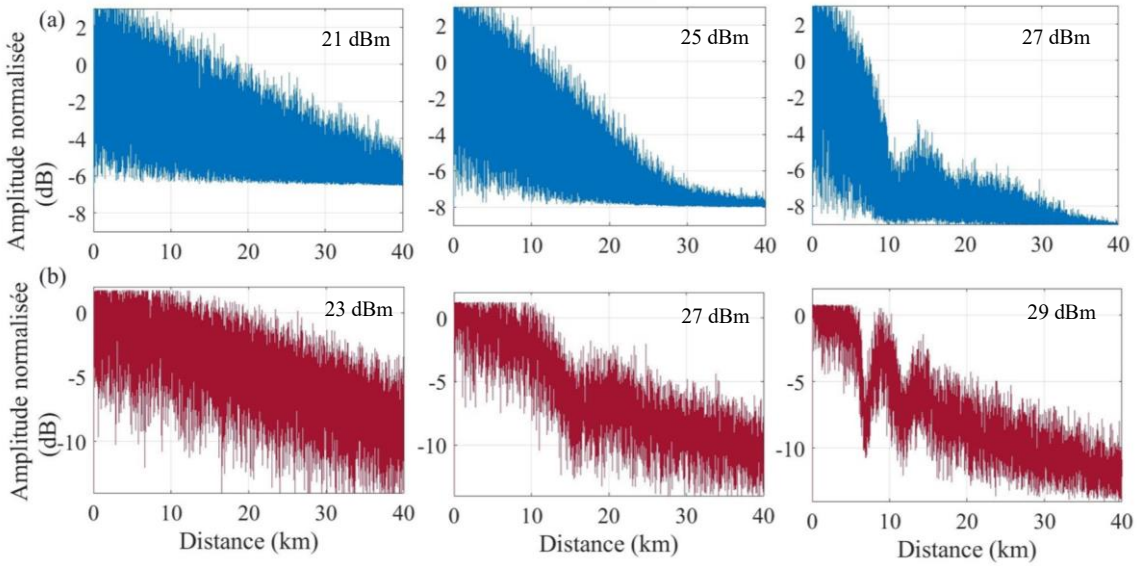


Figure 62 : Evolution relative de l'amplitude de signal rétrodiffusé en fonction de la distance. La puissance a progressivement été augmentée de gauche à droite. Pour les trois premières traces, une impulsion gaussienne de 10 ns a été utilisée (a) et une impulsion supergaussienne de 100 ns, pour les trois traces suivantes (b).

On observe sur ces courbes l'émergence de minima d'intensité à certaines distances, se multipliant avec l'augmentation de la puissance dans les deux configurations. Cette tendance tend à confirmer le rôle primordial de la puissance et donc le lien avec les effets non linéaires. L'apparition de ces zones et l'augmentation de l'atténuation conduisent à **une faible visibilité des interférences en ces positions mais aussi en fin de fibre**, ce qui va nuire à la sensibilité du capteur à ces positions. Plusieurs travaux ont en fait déjà identifié ces arches comme la visualisation du régime non linéaire de la MI et de l'effet Fermi Pasta Ulam [45], [46].

A partir du travail qui a déjà été exposé dans cette thèse, nous pouvons confirmer ce lien en confrontant ces résultats aux spectres expérimentaux mais aussi numériques obtenus dans les sections précédentes, III.1.2.1 et II.1.2.4. En effet, nous avions vu que l'augmentation significative du bruit résulte en une position de maximum de bruit et un minimum de signal aux alentours de $10\ km$ pour les deux mêmes configurations d'impulsions. L'observation de ces arches est donc une forme de visualisation de la MI et de l'émergence du régime non linéaire.

Pour aller plus loin, ces résultats expérimentaux peuvent être superposés aux courbes obtenues numériquement avec le modèle décrit dans le chapitre 2. Pour se concentrer sur les variations globales de puissance de signal rétrodiffusé, les courbes expérimentales sont moyennées spatialement via une moyenne glissante permettant de lisser le fading interférométrique. Les courbes issues de calculs numériques sont ajustées aux résultats expérimentaux Figure 63.

Il est clairement possible de **retrouver les tendances expérimentales grâce au modèle**, avec les bonnes positions des zones aveugles et une atténuation globale cohérente. Des petits écarts entre les

courbes en fin et début de fibre existent tout de même mais peuvent être facilement expliqués. En début de fibre, le détecteur sature lorsque de longues impulsions sont envoyées. De plus, comme l'interrogateur commercial utilisé est limité par le niveau de signal détecté, on observe en fin de fibre un aplatissement des traces convergeant vers le plancher de détection, limité ici par la présence de bruit de grenaille et du bruit d'obscurité du détecteur. On visualise bien ce phénomène Figure 62, avec la perte en contraste des interférences. Ces deux aspects de l'interrogateur ne sont pas pris en compte dans notre modèle il n'est donc pas surprenant de retrouver ces différences.

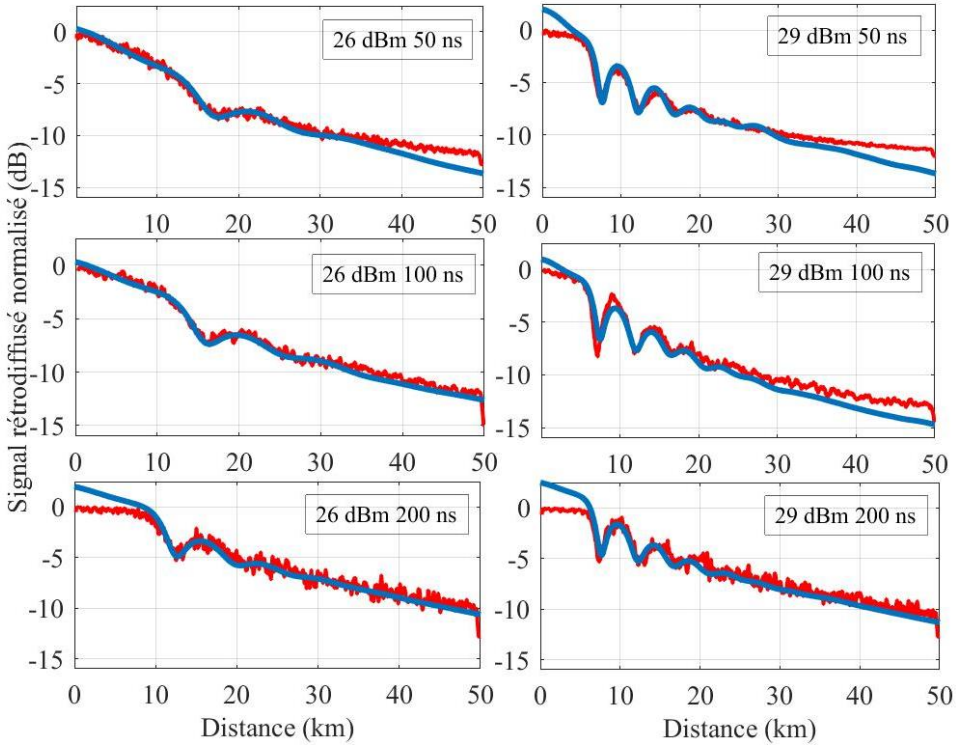


Figure 63 : Evolutions expérimentales du signal rétrodiffusé pour différents cas de puissances et largeurs d'impulsion supergaussienne. Les courbes numériques correspondantes sont ajustées aux traces expérimentales moyennées spatialement sur 100 échantillons.

Pour obtenir numériquement les bonnes variations, plusieurs paramètres peuvent être ajustés dans le modèle pour correspondre aux résultats expérimentaux :

- Pour fixer un maximum de paramètres, la **puissance crête P_c** réelle des impulsions est estimée à partir du taux de répétition configuré et d'une mesure de la puissance moyenne en sortie de l'interrogateur au puissance mètre. Cette mesure n'est pas absolue et va prendre en compte en partie la puissance du bruit que l'on va considérer ici négligeable.
- La **forme** des impulsions a été caractérisée précédemment et est fixée supergaussienne avec des temps de montée mesurés de 17 ns.
- En accord avec le fonctionnement de l'interrogateur, nous ajoutons ensuite **un filtrage de largeur $\Delta F_{filtre}^{num} = 100\ MHz$**. Nous reviendrons en détail sur le choix de ces paramètres dans la section suivante.

Pour le modèle numérique, le paramètre de discrétisation de la fibre h est toujours fixé à 80 m, pour permettre la bonne convergence du modèle et un nombre de points gérable pour la machine, comme nous l'avons montré chapitre 2. Ainsi, **le principal paramètre que nous allons pouvoir ajuster est le niveau de bruit optique du signal qui va directement influencer la position des chutes de puissance**. Nous l'avons vu également mais l'échantillonnage temporel, régissant la résolution temporelle avec

laquelle l'impulsion est décrite, a un impact direct sur la trace puisqu'il conditionne la largeur de la bande de bruit que l'on considère. Pour réaliser l'ensemble des courbes présentées, cette bande est fixée à 600 GHz (soit environ 5 nm).

Les trois paramètres ayant une influence sur les **traces numériques** obtenues dans les configurations d'impulsions longues présentées Figure 63, i.e. largement supérieures aux temps de montée, sont : **le niveau de bruit, la bande de bruit considérée et la puissance crête**. L'ajustement de ces paramètres est très logique physiquement puisque ce sont **les paramètres intervenant dans l'expression analytique de la MI,** autrement dit qui ont un effet direct sur le phénomène.

Le très bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux, en ajustant seulement trois paramètres physiquement liés aux phénomènes mis en jeu, encourage fortement à valider notre modèle numérique. En conservant les valeurs de ces paramètres pour le reste de nos études numériques, nous dirons de notre modèle qu'il est **calibré numériquement** pour les durées d'impulsion présentées.

III.2.1.2. Influence de la bande passante.

A ce stade, la confrontation entre le modèle numérique et les mesures n'a été faite que pour des impulsions longues supergaussiennes. En essayant d'ajuster les résultats numériques aux courbes expérimentales obtenues avec des impulsions courtes quasi-gaussiennes, voir Figure 62 (a), on se rend compte que **la bande fréquentielle précise sur laquelle le signal est analysé** devient un paramètre primordial.

Pour évaluer l'importance de la bande passante selon différentes configurations d'impulsions, plus ou moins longues, on va se référer à trois paramètres dont les rôles sont illustrés sur la Figure 64.

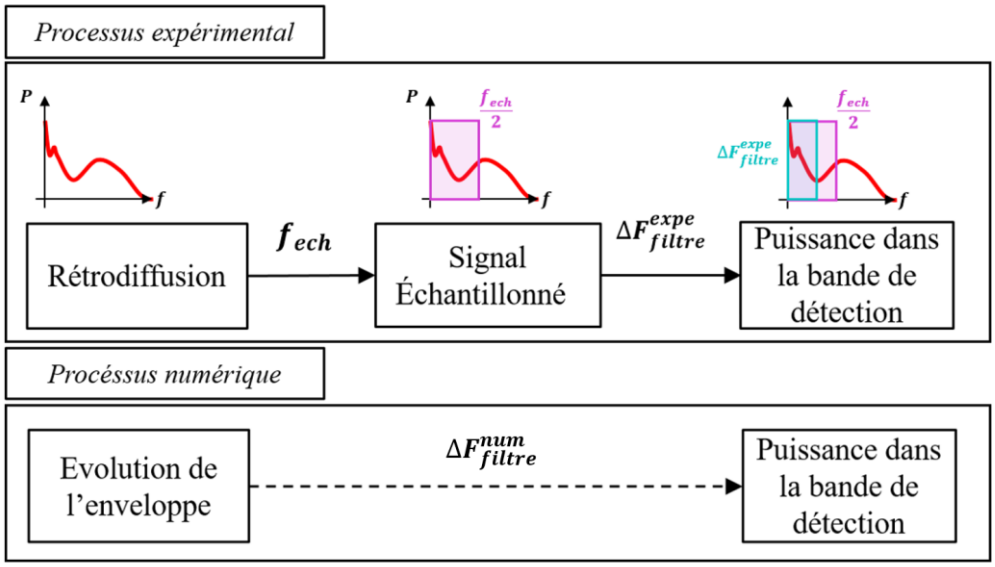


Figure 64 : Schéma explicatif du lien entre bande passante de détection et puissance rétrodiffusée dans le cas réel expérimental et dans notre modèle numérique.

Ces paramètres sont :

- $\Delta F_{filtre}^{expe} = 100\ MHz$, nous l'avons vu dans le chapitre 2, ce paramètre rend compte du filtrage du signal rétrodiffusé avant analyse. Expérimentalement, il représente un filtre passe-bande analogique qui permet de conserver le signal rétrodiffusé uniquement sur une bande de 100 MHz.

- ΔF_{filtre}^{num} correspond à la largeur d'un filtrage numérique gaussien appliqué dans notre modèle. Elle est réglée par défaut sur la même bande que ΔF_{filtre}^{expe}. **Dans cette partie, nous souhaitons regarder l'influence de ce paramètre sur la trace obtenue numériquement.**

- f_{ech} est la fréquence d'échantillonnage du signal rétrodiffusé, elle conditionne en fait l'échantillonnage spatial qui doit être au minimum d'un point par résolution spatiale ΔZ et vérifie donc la condition $f_{ech} > 1/T_p$. Ce paramètre n'est pas pris en compte dans le modèle numérique.

En fin de partie, on définira la valeur d'un nouveau paramètre ΔF représentant la largeur effective du filtre passe bande gaussien à implémenter afin d'assurer le bon ajustement des courbes numériques aux résultats.

Pour les impulsions au profil supergaussien utilisées Figure 63, la présence d'une partie de signal constant assure une absence de variation de phase liée à la SPM au centre de l'impulsion, comme nous l'avons vu dans l'analyse des spectres III.1.2.2. La valeur de la fréquence de coupure de notre filtre numérique a en fait très peu d'influence sur le bon accord entre tendances expérimentales et numériques dans ce cas de figure. On présente Figure 65 plusieurs résultats numériques pour une impulsion supergaussienne de $100\ ns$, avec des filtres gaussiens de différentes bandes ΔF_{filtre}^{num}.

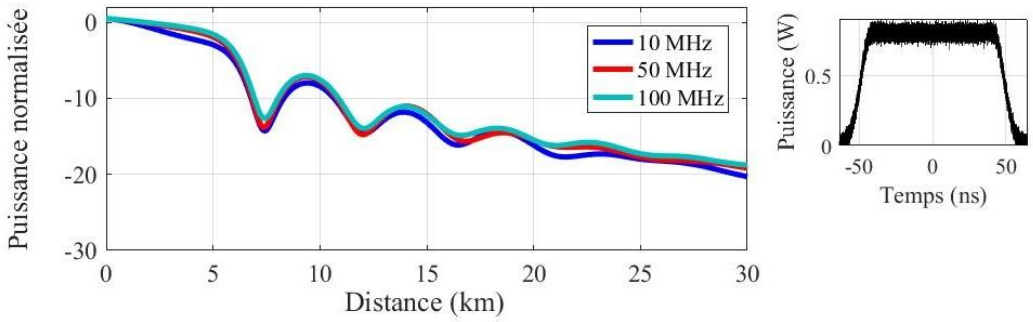


Figure 65 : Evolution de la puissance de signal rétrodiffusé en fonction de la distance pour différentes bandes passantes ΔF_{filtre}^{num} dans le cas d'une impulsion supergaussienne de $100\ ns$ et de puissance crête $29\ dBm$
Le profil des impulsions est inséré dans la figure.

La forme générale de la trace et les positions des minima de signal sont quasiment identiques. La plus grande différence réside en une légère fluctuation du niveau minimal de signal qui reste de moins de $1\ dB$. On observe lorsque la valeur ΔF_{filtre}^{num} est choisie plus grande, la puissance détectée est légèrement plus élevée en toutes les positions.

Remarque :
Evidemment, l'ordre de grandeur des fréquences de coupure doit rester réaliste et cohérent avec les systèmes d'acquisition, de la dizaine à plusieurs centaines de mégahertz. Si l'on vient à dépasser ces valeurs et à intégrer la puissance contenue dans le bruit large bande, on perdra les caractéristiques de notre trace en mesurant de moins en moins de fluctuations de puissance.

Ce filtrage que l'on ajuste numériquement peut être associé au traitement du signal rétrodiffusé que l'on choisit mais il rend également compte de l'influence de la fréquence d'échantillonnage spatial f_{ech}. Après échantillonnage, ce filtrage de la donnée permet d'éviter l'aliasing des signaux de fréquences hautes, où la relation de Shannon n'est plus vérifiée. Autrement dit, **il filtre les hautes fréquences pour empêcher leur repliement spectral qui engendrerait un ajout de bruit proche porteuse sur le signal échantillonné**.

Comme nous l'avons précisé, dans notre cas expérimental, la bande passante ΔF_{filtre}^{expe} est fixée à $100\,MHz$ et ne peut être modifiée. Néanmoins, la fréquence d'échantillonnage f_{ech} est un des paramètres d'entrée qui peut être réglé sur l'interrogateur. L'influence de ce paramètre sur l'évolution de la puissance détectée a été observée particulièrement lorsque des impulsions courtes sont utilisées, voir Figure 66.

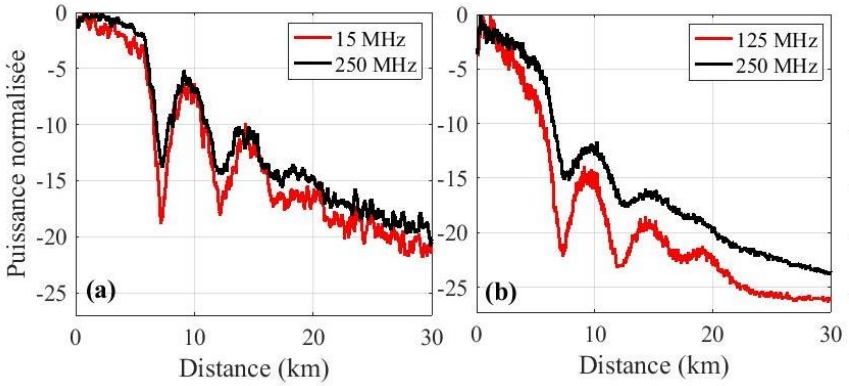


Figure 66 : Evolution de la puissance rétrodiffusée en fonction de la distance et de la fréquence d'échantillonnage f_{ech} pour une impulsion de (a) $100\,ns$ (b) $20\,ns$ à $29\,dBm$. Les traces ont été moyennées via une fenêtre glissante de $100\,m$. La courbe rouge représente la configuration d'échantillonnage minimale d'un point par impulsion.

Deux fréquences d'échantillonnage spatial y ont été testées pour réaliser des mesures de puissance de signal rétrodiffusé. La fréquence choisie doit pouvoir permettre d'obtenir au minimum un point par résolution spatial ΔZ correspondant à un point par impulsion T_p ($15\,MHz$ pour une impulsion de $100\,ns$ et $125\,MHz$ pour une impulsion de $20\,ns$). On peut voir qu'en multipliant par plus de 10 fois la bande de fréquences échantillonnées, les courbes obtenues Figure 66(a) restent très semblables dans le cas d'une impulsion de $100\,ns$. A la fréquence d'échantillonnage f_{ech} la plus grande ($250\,MHz$), les minima de la trace ont légèrement augmenté en puissance, suivant la tendance théorique de la Figure 65. Lorsque l'on utilise des impulsions de $20\,ns$ par contre, cette différence est beaucoup plus marquée, au point que les deux courbes ne se superposent plus du tout alors que la fréquence d'échantillonnage a simplement doublé.

En toute logique, nous avons envie d'imputer cette forte différence de comportement à la présence de SPM, qui comme nous l'avons vu est d'autant plus présente que l'impulsion est courte. Dans la configuration d'une durée d'impulsion T_p de $20\,ns$, avec des temps de montée T_m pour rappel de $17\,ns$, nous avons le temps d'atteindre la transmission maximale de l'AOM tout en conservant une impulsion dont la puissance varie pendant la quasi-totalité de la durée d'impulsion. Les caractéristiques de l'impulsion peuvent donc tout à fait permettre de générer de la SPM. Pour vérifier cette tendance expérimentale, on regarde Figure 67 l'influence numérique ΔF_{filtre}^{num} de la bande passante mais pour des impulsions supergaussiennes d'une largeur de $20\,ns$ à mi-hauteur. La bande est cette fois limitée à la largeur spectrale de l'impulsion induite par transformée de Fourier de $1/Tp = 50\,MHz$.

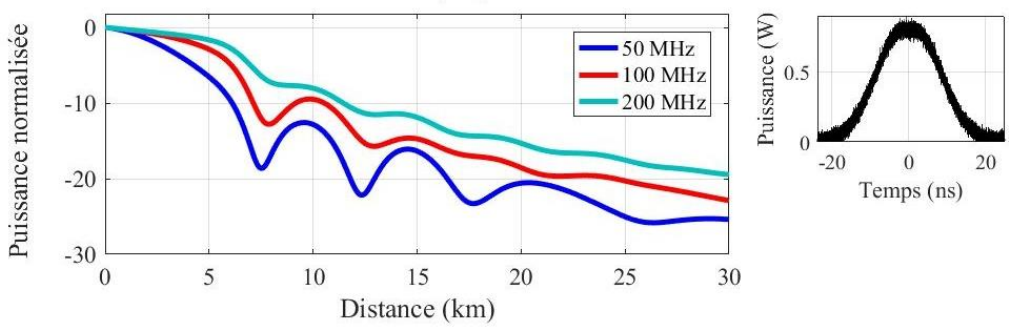


Figure 67 : Evolution de la puissance de signal rétrodiffusé en fonction de la distance pour différentes bandes passantes ΔF_{filtre}^{num} dans le cas d'une impulsion supergaussienne de 20 ns et de puissance crête 29 dBm. Le profil des impulsions est inséré dans la figure.

Le lien entre la bande passante ΔF_{filtre}^{num} et la forme de la trace en puissance est nettement visible, particulièrement au niveau des positions de chute de signal. L'atténuation globale de la puissance au fil de la propagation augmente également de plusieurs décibels lorsque l'on diminue la valeur de ΔF_{filtre}^{num}.

Au vu de ces résultats, le lien entre la fréquence d'échantillonnage f_{ech} et le filtrage ΔF_{filtre}^{num} de la rétrodiffusion est à bien comprendre pour définir la bande passante effective ΔF limitant la proportion réelle de signal qui est conservée. Maximiser cette bande assure de minimiser au mieux les pertes de signal induites par le régime non linéaire. Pour se convaincre que ce sont bien les limitations dues la SPM qui sont visibles à travers ces mesures, l'évolution numérique du spectre de l'impulsion proche de la porteuse, dans cette configuration, est présentée ci-dessous, Figure 68.

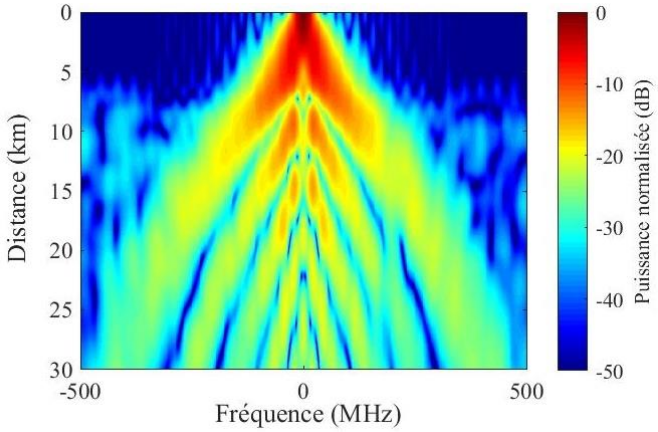


Figure 68 : Elargissement spectral induit par SPM au fil de la propagation d'une impulsion supergaussienne de 20 ns et de 29 dBm.

On constate ici que l'élargissement spectral des impulsions de 20 ns que nous utilisons peut atteindre plusieurs centaines de mégahertz. Ce type de figure rend bien compte de l'importance de la bande passante considérée. Pour ce type de configuration d'impulsion, se restreindre aux fréquences comprises dans la bande de 100 MHz autour de la porteuse peut engendrer de fortes pertes.

Pour résumer, nous savons donc que dans beaucoup d'interrogateur DAS, **un filtrage de largeur** ΔF_{filtre}^{num} du signal détecté existe pour éviter l'ajout de bruit sur la mesure. Sa fréquence de coupure ne pouvant pas être ajustée en utilisant notre interrogateur commercial, c'est à travers le choix de **la fréquence d'échantillonnage** f_{ech} que nous pouvons expérimentalement agir sur la bande effective ΔF de fréquences conservées. En effet, **l'échantillonnage agit naturellement comme un filtre : on perd l'information contenue dans les composantes du signal de fréquences trop élevées**. Pour ajuster plus

rigoureusement nos courbes et retrouver des tendances fidèles aux résultats expérimentaux lorsque la SPM est limitante, ces deux contraintes doivent être prises en compte pour choisir le paramètre ΔF_{Filtre}^{num}.

On présente finalement le résultat des calculs numériques ajustés aux courbes expérimentales obtenues pour une impulsion de 20 ns dans la Figure 69. Deux cas sont présentés : dans un cas la bande à considérer numériquement pour retrouver la tendance expérimentale est la largeur du filtre de 100 MHz et dans l'autre elle correspond à la limite imposée par la fréquence d'échantillonnage.

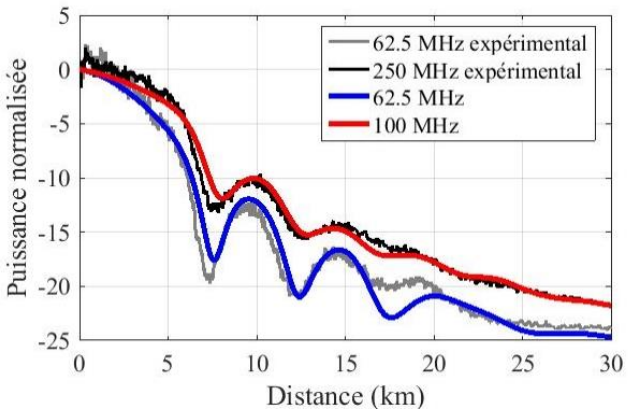


Figure 69 : Evolution de la puissance rétrodiffusée en fonction de la distance et de la fréquence d'échantillonnage f_{ech} pour une impulsion de 20 ns et 29 dBm. Les résultats numériques ajustés sont associés à la bande considérée ΔF_{Filtre}^{num} pour calculer la variation de puissance détectée.

La trace dépend donc de **la fréquence de coupure la plus limitante**. Le bon accord entre résultats expérimentaux et numériques est donc assuré pour toutes les configurations lorsque le filtre numérique ΔF_{Filtre}^{num} appliqué est le résultat du produit des deux filtrages de largeur f_{ech} et ΔF_{Filtre}^{expe}. Une figure récapitulative de cet impact relatif au choix de la bande est présentée Figure 70 ci-dessous.

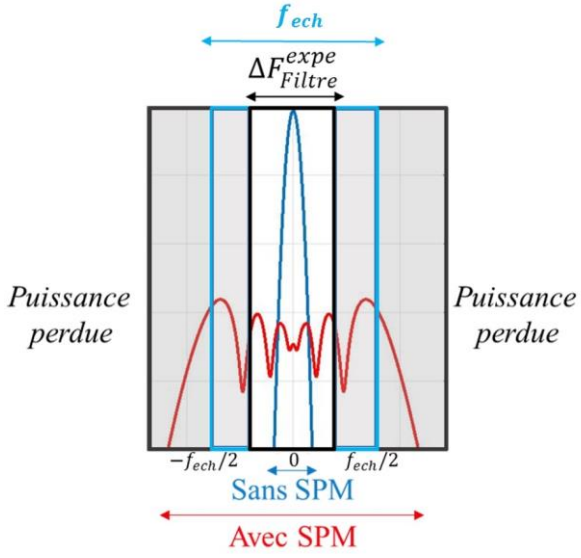


Figure 70 : Schéma bilan de l'influence du filtrage et de l'échantillonnage sur le calcul de la puissance à partir des spectres du signal en régime linéaire et non linéaire.

Pour conclure plus généralement sur les résultats de cette section, au-delà du perfectionnement et de la validation du modèle numérique, nous avons présenté ici une façon relativement simple de conclure sur la présence de SPM et les limitations qui en découlent**.**

Lorsque la puissance mesurée est très dépendante de la fréquence d'échantillonnage ou de la bande passante d'un filtre, qu'il soit appliqué numériquement dans le traitement ou de manière analogique, cela signifie que les effets de la SPM induisent une perte de puissance.

Remarque :
On vient également de montrer ici qu'augmenter la fréquence d'échantillonnage f_{ech} et la largeur du filtrage participe à réduire l'influence de la SPM. Avec ou sans effets non linéaires, utiliser une fréquence d'échantillonnage plus grande permet de numériser avec plus de précision le signal rétrodiffusé, faciliter le bon déroulement de la phase intégré et donc améliorer la précision du capteur. Cependant, ce n'est pas sans inconvénient : cela impose d'avoir un système d'acquisition très rapide (coût élevé) et un traitement de plus de données (compliqué en temps réel). Ces inconvénients nous empêchent de considérer véritablement l'augmentation de f_{ech} comme une solution pour gérer les effets non linéaires.

III.2.2. Observation du régime non linéaire via la mesure du bruit sur capteur

L'objectif premier des mesures présentées dans cette section est d'étudier l'évolution du plancher de bruit en fonction de la distance lorsque les effets de MI et de SPM émergent. Dans le chapitre 1, nous avons exposé le protocole permettant de déterminer ce niveau de bruit à partir d'une mesure de taux de déformation (communément appelé « strain rate ») selon la procédure détaillée dans le SEAFOM. **La variation du taux de déformation est la donnée de sortie du prétraitement de l'interrogateur. On remonte ensuite au déphasage sur capteur en intégrant temporellement cette donnée et en normalisant par la longueur de jauge.** Le plancher de bruit en une position est alors défini par la distribution spectrale de puissance de la phase, dont une valeur médiane peut être calculée selon différentes bandes de fréquences.

Dans cette partie, on quantifie toujours la variation de ce niveau de bruit via l'évolution de la puissance spectrale médiane de la phase dans une bande arbitraire de $100\ Hz$.[3]

III.2.2.1. Mesures du plancher de bruit

Pour les mesures présentées, Figure 71, les paramètres de réglage de l'interrogateur sont : une puissance crête de $23\ dBm$ à $29\ dBm$, un taux de répétition de $1\ kHz$ (soit une détection de contrainte de fréquence maximale de $500\ Hz$ selon Shannon), un échantillonnage de $15\ MHz$, et une durée d'impulsion variant de $20\ ns$ (résolution physique de $2\ m$), à $200\ ns$ ($20\ m$ de résolution). La longueur de jauge est choisie égale à la durée d'impulsion et la durée d'acquisition est fixée à $2\ s$, ce qui correpond à 2000 impulsions successives. Enfin, la courbe présentée correspond à l'évolution de la médiane du bruit dans une bande de fréquence arbitraire sur une longueur de fibre de $20\ km$.

[3] L'ensemble des résultats qui ont été obtenus pendant la thèse laisse à penser qu'il n'y a pas de dépendance entre la bande de fréquence choisie pour analyser le bruit et les effets non linéaires. Bien que le plancher de bruit puisse changer selon la bande considérée, intrinsèquement à la mesure de la phase à partir du taux de déformation, les variations liées aux effets non linéaires semblent à priori indépendantes de ce paramètre.

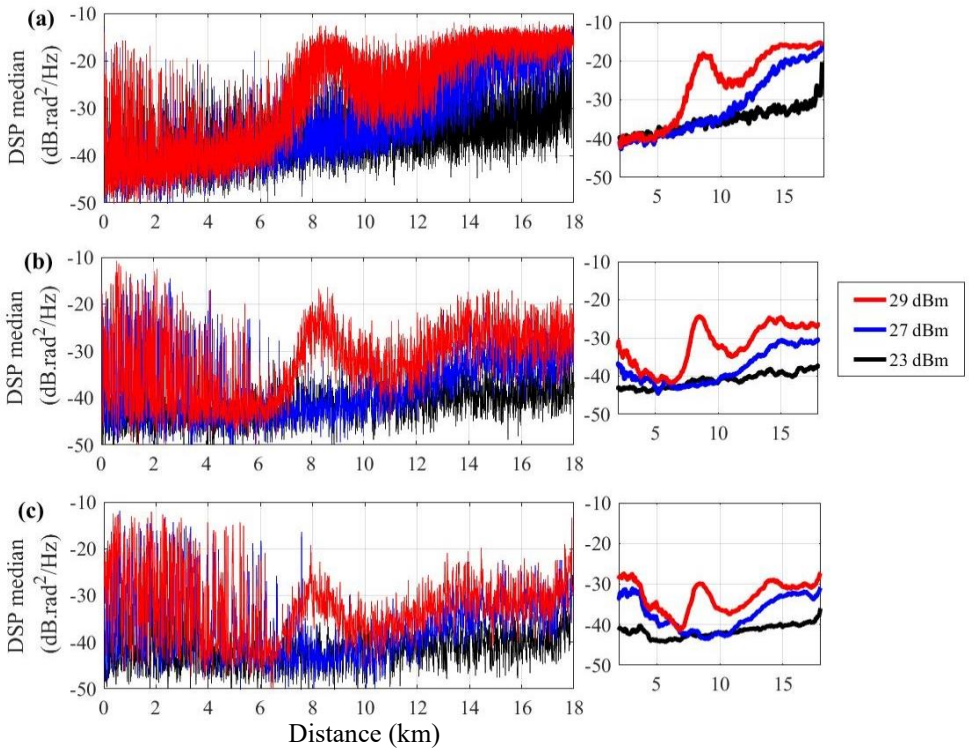


Figure 71 : Evolution du bruit sur la phase, pour trois longueurs d'impulsion (a) 2 m (b) 5 m (c) 10 m pour différentes puissances crête. Les résultats bruts sont associés à des mesures moyennés spatialement.

Comme on pouvait s'y attendre, les meilleures performances en termes de bruit à longue distance sont obtenues pour de faibles puissances, en dessous des puissances seuil d'émergence de la MI et de la SPM, en régime linéaire et de longues impulsions. On notera que le bruit en début de fibre semble faussement élevé dû à la saturation de la numérisation qui écrête le signal. Le réglage de la numérisation de la tension de sortie favorise ainsi les plus faibles signaux à longue distance. A courte distance, un maximum de signal rétrodiffusé garantirait une meilleure performance si ce paramètre était ajusté.

En régime non linéaire, nous avons vu que la présence de MI mais également de SPM se traduit par une augmentation des pertes de puissance rétrodiffusée, observées Figure 63. En toute logique, on constate que ces pertes engendrent ici une augmentation significative du bruit à certaines positions et en fin de fibre. Pour toutes les largeurs d'impulsion testées, l'augmentation de la puissance crête engendre une détérioration du plancher de bruit à partir de 7 km ce qui signifie une perte de sensibilité au-delà de cette position et plus particulièrement à certaines positions.

L'avantage de cette mesure par rapport à une simple mesure de puissance moyenne (section précédente) et qu'elle permet de quantifier les dégradations induites par les effets non linéaires sur la mesure de phase, qui est la donnée qui nous intéresse en DAS. On peut voir Figure 71, entre un cas linéaire (courbe noire) et un cas non linéaire (courbe rouge), que le plancher de bruit a augmenté de plus d'une dizaine de $dB.rad/\sqrt{Hz}$ en fin de fibre.

En la comparant à une mesure de référence dans un cas linéaire, **la mesure dynamique de la phase permet donc, comme la mesure de puissance moyenne, de conclure rapidement sur la présence d'effets non linéaires avec l'apparition des arches caractéristiques du régime non linéaire et la dégradation des performances à longue distance.**

La mesure de bruit permet de comprendre concrètement les enjeux de la gestion des effets non linéaires en termes de **sensibilité sur la contrainte et de portée**. Cependant, à partir de ces mesures seulement, il est impossible de savoir si la présence d'effets non linéaires détériore directement le bruit de phase du capteur ou si l'augmentation de ce bruit est due de manière indirecte uniquement à la perte de puissance décrite dans la section précédente.

III.2.2.2. Lien entre puissance détectée et plancher de bruit

III.2.2.2.1. Observations

Pour conclure sur l'effet concret du régime non linéaire sur le plancher de bruit du capteur, on cherche à analyser directement la relation entre bruit sur la phase et puissance détectée. On s'intéresse au cas particulier d'une impulsion de $100\,ns$. Pour le type d'interrogateur commercial utilisé, dont les performances sont limitées par le nombre de photons détectés, on s'attend à avoir une **relation linéaire entre bruit de phase et puissance**. Autrement dit, **une plus grande puissance rétrodiffusée doit impliquer une meilleure performance de bruit**.

Pour vérifier cela, on compare simultanément en régime linéaire et non linéaire l'évolution du bruit de phase médian (courbes bleues) parallèlement au niveau de puissance rétrodiffusée (courbes rouges) en fonction de la distance, voir Figure 72. Les courbes sont fortement moyennées par fenêtre glissante de 80 longueurs de jauge de $10\,m$. Ces nouvelles mesures sont faites le long d'une fibre plus longue de $50\,km$.

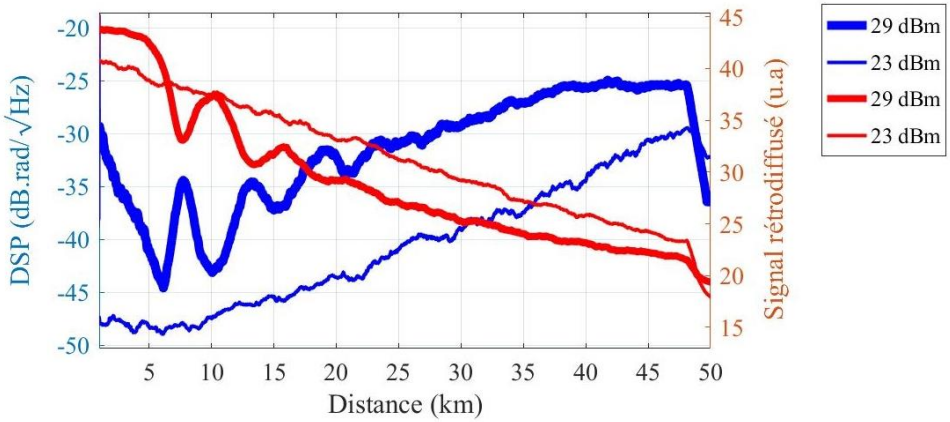


Figure 72 : Synthèse de l'évolution du bruit médian dans une bande de [1-100] Hz et de l'amplitude rétrodiffusée correspondante pour une impulsion de $100\,ns$ en régime linéaire et non linéaire.

En régime linéaire, on retrouve bien une diminution de la puissance avec la distance, suivant l'atténuation linéaire de la fibre, et logiquement **l'augmentation linéaire du bruit sur la phase** mesurée correspondante.

En régime non linéaire, on voit bien que les minima de puissance s'alignent aux maxima de bruit. Cependant, en regardant attentivement les courbes, on s'aperçoit que plusieurs positions de la fibre, correspondant pourtant à des niveaux différents de puissances rétrodiffusées, semblent aboutir à un même niveau de bruit sur capteur. On peut citer, par exemple, les pics de bruit à $7\,km$ et $13\,km$. Suivant cette logique, le bruit à $7\,km$ est anormalement élevé compte tenu de la puissance rétrodiffusée détectée. En comparant avec les courbes du régime linéaire, le même constat peut être fait sur l'ensemble de la fibre. Mise à part les six premiers kilomètres de la fibre, la puissance détectée en régime non linéaire évolue dans la même gamme de puissance qu'en régime linéaire, pourtant, le bruit est constamment plus fort en régime non linéaire de plusieurs $dB.rad/\sqrt{Hz}$.

Ces différentes observations laissent à penser que les effets non linéaires participent activement à l'augmentation du bruit sur la phase détectée en plus de provoquer des pertes de signal conséquentes. Théoriquement, la MI pourrait être le phénomène à l'origine de cette dégradation puisqu'elle agit directement sur le bruit contenu dans l'impulsion.

Cette relation entre bruit et puissance est étudiée un peu plus en détail dans la section suivante, en faisant le lien avec les résultats de notre modèle numérique.

III.2.2.2.2. Analyse numérique : variations du bruit en fonction de la distance

Pour effectuer une mesure dynamique, qui permet d'obtenir ces mesures expérimentales de plancher de bruit, il est nécessaire de générer plusieurs mesures du taux de déformation en fonction de la distance. Chacune de ces traces correspond alors à un temps T_k différent qui conditionne la bande passante de la mesure des variations de phase (cf. section I.1.4.1).

Dans la continuité des mesures de la section II.2.4.2, le modèle numérique pour l'étude dynamique peut être utilisé ici pour analyser la part de bruit généré par la MI. **La phase étudiée correspond à la somme des phases dans la demi-durée d'impulsion T_p (qui correspond à la résolution de la mesure), à une position et un temps T_k.** Nous avons vu que les différentes traces peuvent ensuite être comparées en termes de variations de phase ou d'amplitude. Ces variations de phase sont directement conditionnées par la présence de MI qui en augmentant le bruit d'intensité dans l'impulsion nuit à la continuité de la phase.

Dans cette partie, nous allons un peu plus loin en générant numériquement 250 traces, où chaque T_k est séparé de $1\ ms$ (inverse du taux de répétition). Comme nous l'avons vu, les variations de phase induites par les effets non linéaires sur toute la longueur de fibre sont finalement peu pertinentes pour la comparaison expérimentale, puisque la technologie DAS repose sur un calcul différentiel de la phase sur une longueur de jauge. Un traitement simplifié de la donnée de la phase est donc ajouté dont le but est d'obtenir les variations de phase sur une longueur de jauge pour se rapprocher d'une mesure. Pour ce faire, une simple étape de différenciation spatiale de la phase est donc implémentée.

La discrétisation de la fibre, dictée par le paramètre h, est artificiellement modifiée par interpolation, après résolution numérique de la NLSE, pour obtenir un point par intervalle ΔZ. Ainsi, notre fibre est échantillonnée tous les $10\ m$ dans le cas d'une impulsion de $100\ ns$. On compare ci-dessous, Figure 73, l'évolution de la somme de la phase dans l'impulsion à chaque position et temps T_k avec l'évolution de cette même phase résultante différenciée spatialement, sur une longueur de jauge de $10\ m$. Ces résultats sont issus d'un calcul sur 250 traces obtenues avec une impulsion bruitée de $100\ ns$ et $29\ dBm$ de puissance crête.

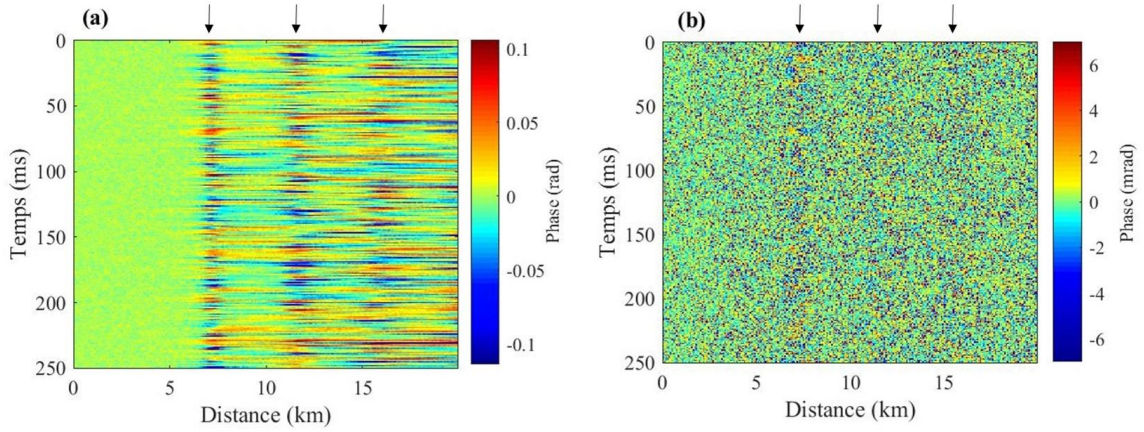


Figure 73 : Evolution numérique de la phase résultante dans une impulsion de 100 ns et 29 dBm de puissance crête en fonction de la distance pour 250 résultats de calcul. (a) Variation de la phase accumulée (b) Variation de la phase différenciée spatialement sur une longueur de jauge de 10 m.

Sur le premier résultat Figure 73(a), l'impact de bruit est évident et les positions de maxima de bruit sont clairement identifiables. La différence de bruit entre les six premiers kilomètres et la suite de la fibre est frappante et comparable aux résultats expérimentaux des Figure 71 et Figure 72 avec également l'enchaînement des maxima aux alentours de 7 ,12 et 16 km (positions indiquées par des flèches sur la figure). Une fois la phase différenciée spatialement, Figure 73(b), cette tendance est beaucoup moins prononcée même si on peut toujours deviner ces positions d'augmentation du bruit. Cette dernière figure représente de manière beaucoup plus réaliste la contribution véritable de la MI sur le bruit sur capteur final.

Puisque nous négligeons toute autre source de bruit, la proportion grandissante du bruit du système de détection au fil de la propagation (bruit thermique, bruit de grenaille et bruit d'obscurité), lorsque peu de photons sont détectés, n'est pas pris en compte dans le modèle. Autrement dit, la perte de signal n'a pas de conséquences directes sur le bruit de phase calculé dans notre exemple. Cet aspect important nous éloigne d'une configuration de bruit réaliste directement comparable aux résultats expérimentaux en termes de niveau de bruit. Cependant, c'est ce qui nous permet encore une fois de mettre en lumière les perturbations induites uniquement par la présence de non linéarités, qui font l'objet de notre étude.

Pour aller plus loin et analyser spectralement les variations du bruit sur la phase, on traite la donnée de la phase différenciée pour obtenir la densité spectrale de puissance de bruit médiane, dans une bande de fréquences, selon le traitement des résultats expérimentaux détaillés dans le chapitre 1. La représentation Figure 74 permet alors de rendre compte de l'évolution du bruit sur la phase selon différentes bandes de fréquences. On ajoute, Figure 75, la variation expérimentale normalisée du plancher de bruit dans une bande de 200 Hz pour une impulsion de 2 m (hors saturation) pour faciliter la comparaison.

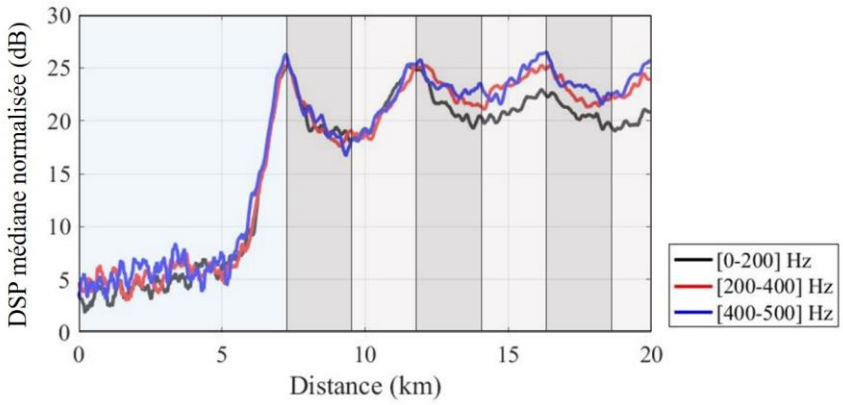


Figure 74 : Analyse de la phase différenciée normalisée le long de la fibre selon la bande fréquentielle considérée pour 200 traces générées pour une impulsion de 100 ns et 29 dBm bruitée (résultat numérique).

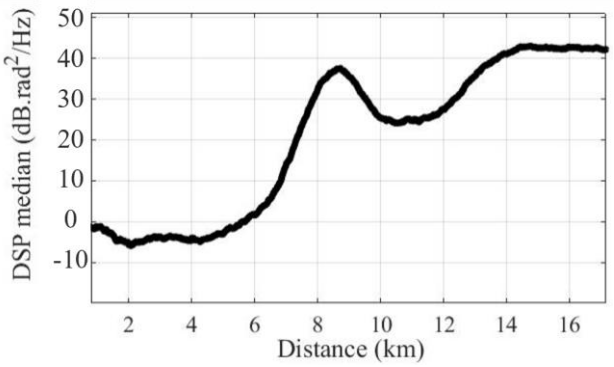


Figure 75 : Evolution du bruit médian dans une bande de 200 Hz pour une impulsion de 20 ns et 29 dBm (résultat expérimental).

En négligeant l'augmentation croissante du bruit engendrée par les pertes de signal optique (augmentation de la proportion de bruit de grenaille), on retrouve tout de même les positions où le niveau de bruit est nettement dégradé indifféremment de la bande considérée. Il est intéressant de noter que l'on retrouve ainsi par l'analyse du bruit nos deux régimes d'instabilité modulationnelle. Jusqu'à 8 km environ, une augmentation conséquente du bruit jusqu'à une valeur maximale est observée (zone bleue), puis les variations diminuent lorsque le régime non linéaire est atteint (zone grise). Après cette position, on observe une succession de gain et de perte de bruit dans la DSP semblable aux variations d'amplitude.

Les niveaux de bruit expérimentaux et numériques ne sont pas directement comparables mais nous venons de montrer que **l'évolution relative du bruit entre certaines positions peut être retrouvée à partir de l'analyse de la phase de l'impulsion seulement**. Ce résultat semble confirmer que la présence de MI participe à la détérioration du plancher de bruit, au-delà des pertes qu'elle entraîne pour la porteuse.

Nous venons donc de montrer que, théoriquement, la MI peut effectivement se traduire par une augmentation du niveau de bruit. Il reste maintenant à savoir si les échanges entre bruit et porteuse peuvent se retrouver clairement dans les mesures. Ce point a été discuté rapidement dans l'analyse de la Figure 72 avec des zones qui semblent anormalement bruité, mais pour terminer notre analyse, nous proposons de regarder directement l'évolution du plancher de bruit avec l'amplitude de signal rétrodiffusé.

III.2.2.2.3. Relation Bruit=f(Amplitude) : analyse expérimentale et numérique

Cette partie cherche à étudier le lien direct entre le bruit mesuré sur les capteurs virtuels et la puissance du signal détecté en régime non linéaire. On cherche finalement à s'affranchir de la variable de distance, afin de s'émanciper de l'augmentation de bruit intrinsèque à la détection, pour visualiser le régime non linéaire d'une façon nouvelle, qui ferait le lien entre les mesures de puissance de la section III.2.1 et les mesures de bruit sur la phase de la section III.2.2.1.

Comme nous l'avons dit, en régime linéaire à faible puissance, on s'attend à une dépendance linéaire entre le bruit et l'amplitude. Dans la même configuration expérimentale que précédemment, on compare l'évolution de cette relation entre niveau de bruit et puissance détectée en régime linéaire et non linéaire, dans la Figure 76. Les courbes sont moyennées sur 80 capteurs virtuels pour obtenir ce type de résultat. Une régression linéaire est calculée sur des portions de fibre éloignées de la saturation et de la fin de fibre, où le plancher de bruit est atteint.

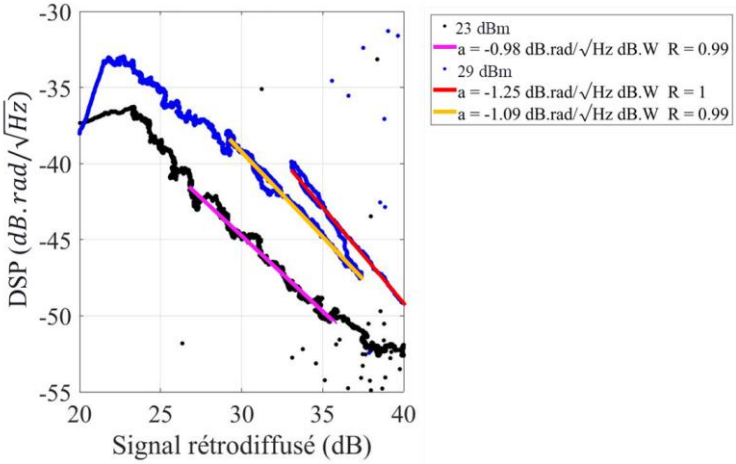


Figure 76 : Evolution du niveau de bruit médian dans une bande de $100\ Hz$ en fonction de l'amplitude de signal rétrodiffusé. Les points noirs représentent un cas de faible puissance en régime linéaire et les points bleus un cas de forte puissance en régime non linéaire. Des courbes de régression linéaire sont ajoutées ainsi que les paramètres de la pente et du coefficient de corrélation associés. Les points de début de fibre (liés à la saturation) ont été supprimés.

On constate effectivement dans le cas linéaire (courbe noire) la diminution du bruit sur la phase, présenté sur l'axe des ordonnées, avec l'augmentation de la puissance, axe des abscisses. On remarque que ce motif n'est pas conservé en régime non linéaire (courbe bleue). En présence de MI et de SPM, entre -48 et $-40\ dB.rad/\sqrt{Hz}$, les positions d'intensité de signal rétrodiffusé différentes et de même niveau de bruit sont mises en évidence avec la création de boucle dans la répartition des points. La relation entre puissance rétrodiffusée et niveau de bruit semble bien se modifier à haute puissance optique.

Remarque :

Ces courbes sont obtenues à partir de résultats fortement moyennés. Une mesure brute de phase peut fluctuer de plusieurs décibels sur de très courtes distances, il est donc compliqué d'être formelle quant à la nature de ces variations parfois comprises dans l'incertitude de mesure.

Si on souhaite interpréter les résultats plus en détail, on peut se rapporter à la variation de puissance rétrodiffusée pour discuter de la nature du régime correspondant à chaque portion de courbe. Un exemple de segmentation est présentée ci-dessous, Figure 77.

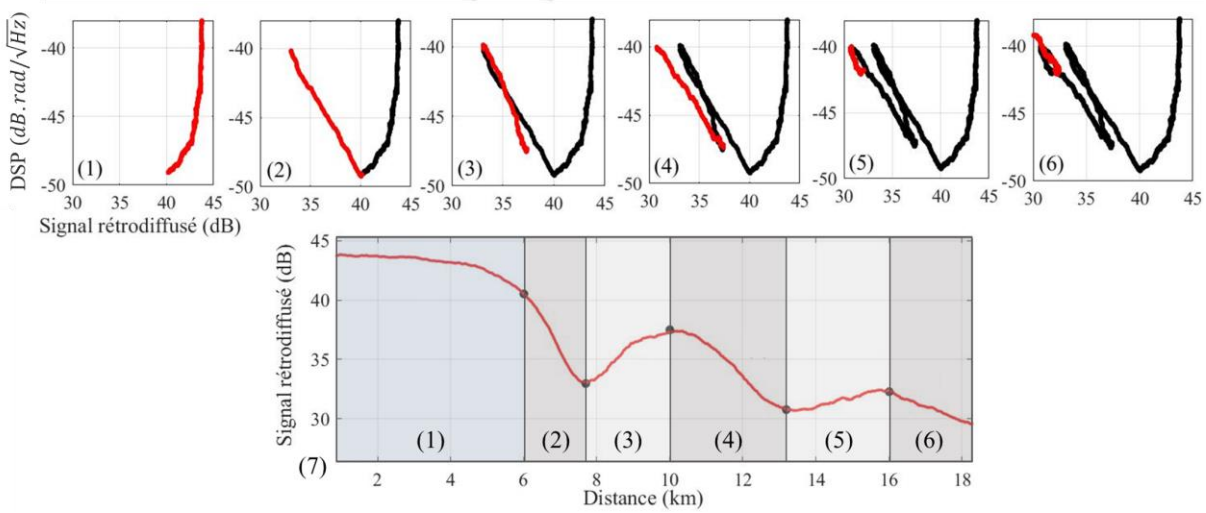


Figure 77 : Analyse de la relation entre amplitude du signal rétrodiffusé et puissance de bruit médiane dans une bande de 100 Hz pour différentes portions de fibre. (1) Saturation des capteurs (2) Augmentation du bruit en régime linéaire de MI (3) (4) (5) Variations du bruit en régime non linéaire de MI (7) Evolution du signal rétrodiffusé en fonction de la portion de fibre considérée.

Ainsi, on observe en début de fibre :

(1) une diminution de la puissance jusqu'à 40 dB qui va engendrer une diminution du bruit lié à la saturation numérique de l'interrogateur atteignant quasiment $-50\ dB.rad/\sqrt{Hz}$,
(2) une augmentation de près de 10 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ du bruit mesuré, liée aux importantes pertes de puissance détectée et à la hausse du bruit dans l'impulsion, en régime linéaire de MI,

Puis, une fois que le bruit a atteint sa puissance maximale, on atteint le régime non linéaire de la MI et on constate :

(3) un transfert inverse de (2) vers (1) du bruit vers la porteuse engendrant une diminution du bruit sur le capteur, mais avec un décalage par rapport à la relation initiale : le bruit de l'impulsion diminue,
(4) un transfert de puissance de la porteuse vers le bruit, similaire à (2) vers (1), engendrant une augmentation du bruit.

Les étapes (3) et (4), marqueurs de l'effet Fermi Pasta Ulam, se répètent ensuite pendant (5) et (6) avec une visibilité moindre puisque les variations sont de plus en plus faibles : la puissance contenue dans le bruit et dans la porteuse diminuant au fil de la propagation. Ainsi, **la présence d'effets non linéaires se caractérise par une modification au fil de la propagation du lien entre la puissance détectée et le plancher de bruit**.

Comme dans la section précédente, on peut essayer de retrouver numériquement cette tendance à partir des 250 résultats de calcul (voir Figure 78).

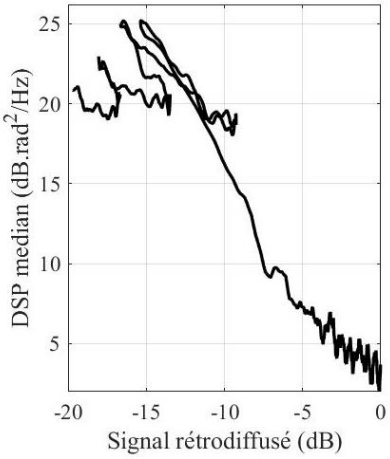


Figure 78 : Evolution numérique de la relation entre la puissance médiane du bruit de phase dans une bande de 100 Hz et la puissance du signal rétrodiffusée pour une impulsion de 100 ns et 29 dBm bruité, pour 200 résultats de calcul.

Les tendances des courbes présentées Figure 78 (résultat numérique) et Figure 77 (résultat expérimental) semblent tout à fait comparables. On retrouve à forte puissance (proche de 0 dB après normalisation) la diminution du signal et l'augmentation du bruit quasi linéaire. Puis on perd cette linéarité et on retrouve une modification du lien entre bruit et amplitude. Retrouver ces variations semble confirmer que l'apparition de ces « boucles » est synonyme d'une perte de proportionnalité entre signal détecté et plancher de bruit et est caractéristique de la présence de la MI et de l'effet Fermi Pasta Ulam.

De plus, la Figure 78 met aussi en évidence la diminution de ces variations de bruit après le premier échange entre bruit et porteuse. Entre -20 et -15 dB de puissance, les variations du bruit induites par la MI se stabilisent. Seulement quelques échanges entre le bruit et la porteuse vont pouvoir être mesurés expérimentalement en présence d'autres bruits limitants comme le bruit de grenaille et le bruit d'obscurité.

Cette visualisation de l'effet Fermi Pasta Ulam et plus généralement l'étude de l'impact exclusif de la MI sur le bruit sur le capteur DAS sont à notre connaissance plutôt inédites. Bien que le modèle numérique actuel ne permette pas la reproduction parfaitement exacte des variations de bruit expérimentales, en négligeant les autres sources de bruit intrinsèques à la mesure, il semble confirmer l'existence d'un lien direct entre l'augmentation du bruit sur capteur et l'augmentation du bruit sur l'impulsion.

La conclusion principale de ces mesures est que **la présence de la MI et de la SPM provoque des pertes considérables sur la puissance optique détectée, ce qui a un effet direct sur le plancher de bruit et donc sur les performances de l'interrogateur à longue distance**.

S'ajoute à ces pertes la détérioration de l'impulsion elle-même avec l'augmentation de son bruit d'intensité générée par la MI qui peut engendrer **une augmentation supplémentaire du niveau de bruit**.

III.2.3. Mesure de la contrainte en présence d'effets non linéaires

Une dernière mesure de vérification s'impose cette fois en présence d'un **émulateur de contrainte**. L'objectif est ici de voir si la présence d'effets non linéaires parasite le fonctionnement de l'interrogateur en termes de détection de contrainte, au-delà de la dégradation du niveau de bruit sur la phase. Nous avons constaté à travers les mesures précédentes une augmentation conséquente du plancher de bruit en régime non linéaire. **Cette augmentation du bruit, qui n'est en plus pas homogène sur toute la**

longueur de fibre, nuit forcément à la détection acoustique, en masquant une contrainte ou en créant de fausses alarmes à certaines positions.

En gardant en tête cet aspect très contraignant de la présence de MI et de SPM, ce qui nous intéresse particulièrement dans cette section sont les caractéristiques de la contrainte mesurée par l'interrogateur en termes **d'amplitude du déphasage mesuré, de sa fréquence et de sa position**. Egalement, on souhaite s'assurer de la conservation de **la phase relative entre deux excitations** calibrées appliquées à deux positions de la ligne optique à sonder.

III.2.3.1. Linéarité de la mesure

Nous avons constaté, dans l'analyse du bruit sur la phase, une augmentation du niveau de bruit due à la présence d'effets non linéaires. On rappelle que, théoriquement, l'ajout de la phase non linéaire liée à la SPM induit une variation de la fréquence instantanée. Cette phase non linéaire est accumulée lentement le long de la propagation. Il n'y a, a priori, pas de raison évidente que cette variation gène dans la mesure de la contrainte.

Remarque :
Comme vu dans le chapitre 1, la mesure de contrainte en DAS repose sur une différence de la phase entre deux positions proches de la fibre, séparées de la longueur de jauge de quelques mètres. La variation de phase non linéaire induite entre ses deux positions est négligeable. De plus, la SPM est uniquement conditionnée par la fibre, via son coefficient Kerr γ, et l'impulsion. La phase non linéaire est donc invariable dans le domaine temporel de la mesure dynamique.

On ne s'attend donc pas à observer de modification notable des caractéristiques de la contrainte mesurée avec l'émergence du régime non linéaire, si ce n'est par l'augmentation du bruit mise en évidence dans les sections précédentes et une hausse des incertitudes de mesure. L'objectif est donc de vérifier l'indépendance de la mesure de contrainte à la puissance crête initiale malgré une diminution conséquente du rapport signal à bruit attendue. La première mesure qui est proposée est donc la mesure simple d'une contrainte introduite dans la ligne optique via un modulateur de phase contrôlé par un générateur de formes arbitraires. Le modulateur permet d'appliquer une contrainte sur $5\,m$ de fibre enroulée sur un matériau piézoélectrique.

Le schéma représentatif du montage décrit ici est présenté Figure 79. L'émulateur est placé à $10\,km$, entre deux zones d'extinction où un maximum de bruit a été ramené proche de la porteuse après le transfert d'énergie et les couplages non linéaires sont maximisés, cf. Figure 62.

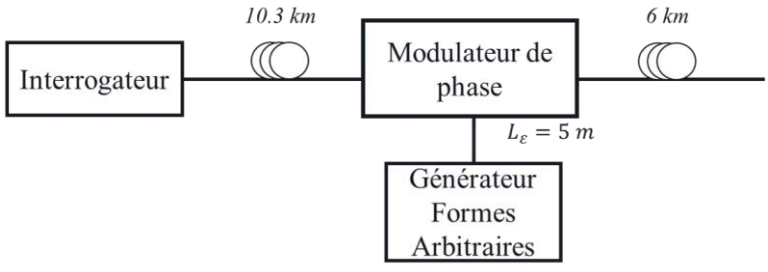


Figure 79 : Schéma représentatif de la mesure d'une contrainte avec un interrogateur commercial. La mesure est réalisée grâce à un modulateur de phase, un générateur de formes arbitraires et deux fibres SMF de $10.3\,km$ et $6\,km$.

Des impulsions de $50\,ns$ sont utilisées pour les deux cas de mesures que l'on souhaite comparer : d'abord à faible puissance en régime linéaire, soit $23\,dBm$, puis à haute puissance en régime non linéaire, à $29\,dBm$. Afin de compléter les mesures, différentes longueurs de jauge sont testées.

Le paramètre de la longueur de jauge influence directement le calcul de la contrainte à partir de la différence de phase. Mais comme nous l'avons dit, **ces longueurs sont faibles devant les longueurs caractéristiques générant des effets non linéaires dans les fibres SMF traditionnelles**. On s'applique tout de même à vérifier que les effets non linéaires n'ont pas d'influence sur le choix de la longueur de jauge. La distribution spectrale de la phase moyenne dans une bande de $2\ Hz$ autour de la fréquence d'excitation du générateur de signaux ($113\ Hz$) est extraite et présentée Figure 80 pour les différents cas de mesure évoqués.

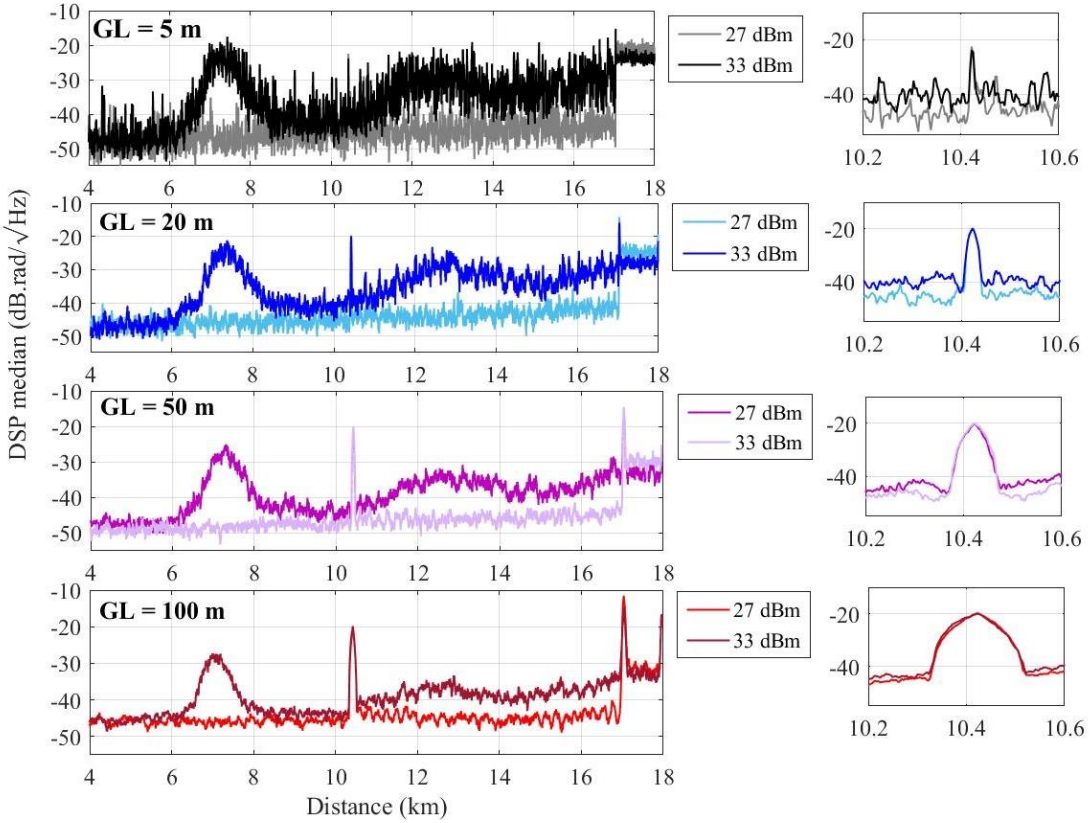


Figure 80 : A gauche, mesures de la distribution spectrale de puissance médiane dans une bande de $2\ Hz$ centrée à la fréquence d'excitation des modulateurs ($113\ Hz$) avec zoom sur la contrainte associé (à droite). Les résultats pour différentes longueurs de jauge et puissances sont obtenus pour une impulsion de $5\ m$.

Pour toutes les configurations testées, le pic de signal représentatif de la contrainte à environ $10.5\ km$ est bien observé. Son amplitude est indépendante de la puissance et donc du régime, linéaire ou non linéaire, dans lequel est effectué la mesure. Elle semble également invariante selon la longueur de jauge testée. Elle est légèrement plus faible lorsque la longueur de jauge est égale à la limite en résolution de $5\ m$, elle-même égale à longueur de fibre sur laquelle est appliquée la contrainte, ce qui peut expliquer ce décalage, de toute façon indépendant de la puissance initiale considérée. De même, le pic s'élargit significativement lorsque l'on augmente la longueur de jauge, et ce, de manière indépendante à la présence d'effets non linéaires. Cette observation est cohérente avec le principe de la mesure DAS et l'effet de filtrage passe bas de la longueur de jauge discuté dans la section I.1.4.1.

Remarque :

On retrouve bien les arches caractéristiques de la non linéarité du régime, lorsque la puissance crête des impulsions injectée est de $29\ dBm$*, qui confirment que nous sommes en régime non linéaire. Il en résulte que le rapport signal à bruit de la mesure est dégradé en présence d'effets non linéaires comme on s'y attendait.*

Ces simples mesures DAS, dans une zone où l'impulsion a subi des modifications liées à la MI et la SPM, permettent d'étudier la faisabilité de la détection de la contrainte en régime non linéaire. On retrouve pour chaque résultat, en régime linéaire ou non linéaire, notre contrainte à la **bonne fréquence** et la **bonne position**. Cependant, on met également en évidence comment la zone très bruitée aux alentours de $7\ km$ pourrait nuire au fonctionnement du capteur. Le régime non linéaire conduit à une augmentation du bruit de plusieurs dizaines de $dB.rad/\sqrt{Hz}$ sur une zone définie. En comparaison avec le signal crée par l'émulateur à $10\ km$, ce fort niveau de bruit localisé pourrait empêcher **la détection automatique** de la véritable contrainte.

Les propriétés de la contrainte détectée, en termes de **fréquence, amplitude et position**, sont donc indépendantes du régime et **la dégradation du niveau de bruit reste le facteur limitant la puissance initiale**. Un dernier critère qui se doit d'être vérifié pour conclure sur la fiabilité de la mesure DAS en régime non linéaire est la conservation de la cohérence inter-capteur en régime non linéaire.

III.2.3.2. Cohérence des capteurs virtuels en régime non linéaire.

Par le terme cohérence inter-capteur, on entend vérifier la **conservation de la relation de phase entre deux contraintes mesurées sur des capteurs virtuels à deux positions différentes**. Dans le cadre d'une détection de signaux acoustiques, la conservation de la phase relative entre deux capteurs facilite l'analyse des données, notamment pour assurer une localisation précise via la triangulation de sources par exemple. On cherche donc dans cette section à démontrer la bonne conservation de la phase de notre interrogateur commercial indépendamment de la position, en régime non linéaire.

Pour ce faire, il est nécessaire d'introduire dans notre ligne optique plusieurs modulateurs de phase dont la relation de phase entre les signaux de consigne est connue et maitrisée. La longueur de fibre entre les deux modulateurs est prise à $20\ km$ pour maximiser les interactions non linéaires entre la fibre et le signal avant la comparaison des phases mesurées. Le montage est synthétisé sur le schéma ci-dessous, voir Figure 81. Les deux générateurs sont synchronisés et la relation de phase est préalablement contrôlée en réglant les consignes de tension sur un oscilloscope, le déphasage choisi est de 90 degrés.

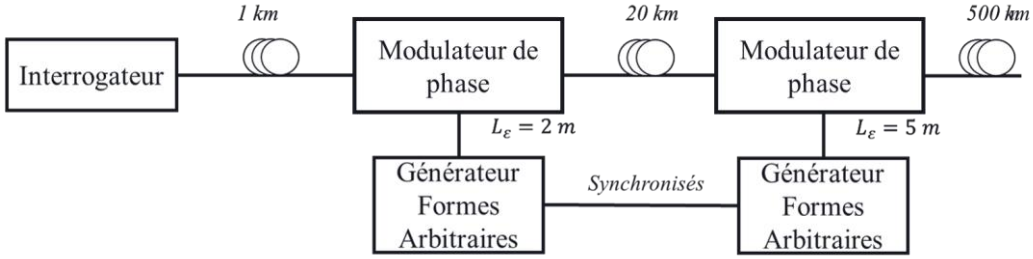


Figure 81 : Schéma représentatif de la mesure de la cohérence entre deux contraintes avec un interrogateur commercial. La mesure est réalisée grâce à deux modulateurs de phase, deux générateurs de formes arbitraires et trois fibres SMF de $1\ km$, $20\ km$ et $500\ m$.

Des impulsions de $50\ ns$ sont utilisées. Ces mesures sont ensuite traitées de façon à retrouver la variation sinusoïdale de la phase liée à nos émulateurs de contraintes à la fréquence d'excitation de $113\ Hz$, voir Figure 82, et à les comparer l'un à l'autre. Le signal récupéré à la position du pic d'excitation est grossièrement filtré via un filtrage gaussien passe bande de largeur $4\ Hz$, pour récupérer un signal sinusoïdal propre, représentant la variation temporelle de la contrainte appliquée.

Les figures de gauche montrent donc l'évolution temporelle des deux contraintes filtrées mesurées aux positions de $1\ km$ et $20\ km$ pour plusieurs puissances d'entrée. Sur les figures de droite, sont associées des valeurs du déphasage estimé entre les deux émulateurs, précisément sur plusieurs périodes

(plus de 200 périodes) et une incertitude statistique est calculée à partir de l'écart type de la valeur moyenne du déphasage. Les histogrammes illustrent la répartition des valeurs mesurées pour plusieurs périodes et l'incertitude calculée.

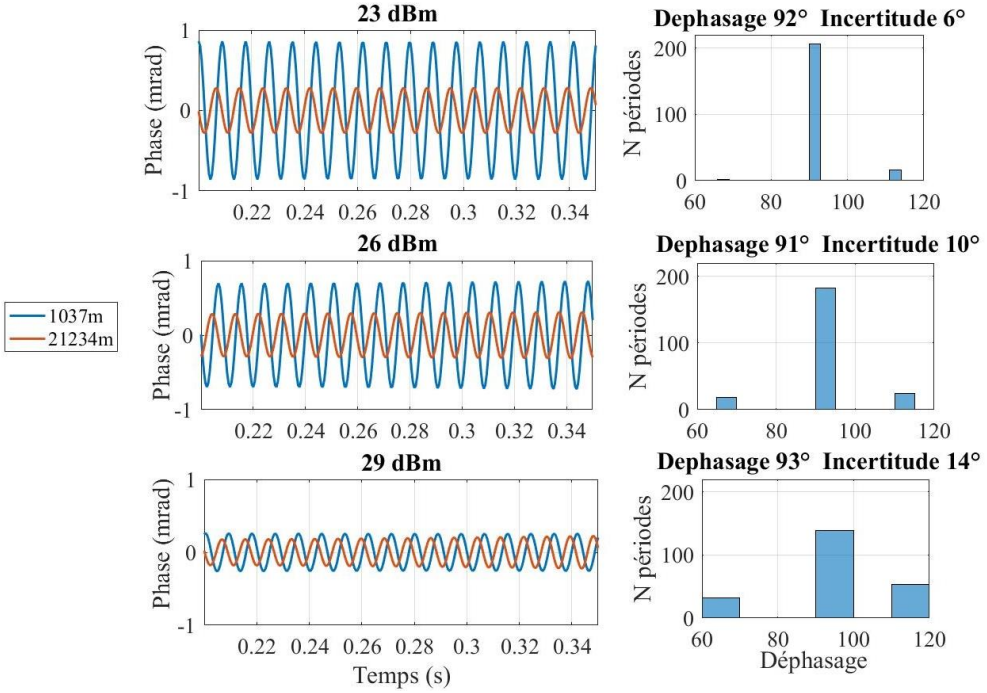


Figure 82 : Mesures des traces temporelles de la variation de la phase aux positions d'excitation pour une impulsion de 5 m et plusieurs puissances, associées à un histogramme de répartitions des valeurs calculées du déphasage.

Il convient de noter que l'amplitude des signaux observés sur ces figures semble changer avec la puissance, ce qui s'explique notamment par le filtrage de notre contrainte mesurée. L'amplitude qui est observée ici est relative et ne prend pas en compte la part de bruit supprimée par le filtrage dans chaque cas. Cette visualisation nous permet d'analyser uniquement le déphasage entre les signaux.

Comme on s'y attendait, on constate que l'augmentation du bruit conduit à une **augmentation de l'incertitude,** mais le **déphasage mesuré reste cohérent** avec la valeur de 90° attendue. La présence d'effets non linéaires affecte fortement la part de bruit dans le signal mesuré et donc l'incertitude sur la phase mais il n'y a pas de décalage de la phase moyenne. **La cohérence inter-capteur est donc conservée.**

En somme, nous venons de voir que les limites principales à l'utilisation d'un interrogateur DAS à de fortes puissances optiques et donc en régime non linéaire sont d'abord l'ajout de pertes importantes à la longueur d'onde d'intérêt mais surtout un bruit sur capteur résultant nettement plus important sur des zones localisées et à longue distance. **L'interrogateur conserve néanmoins sa capacité à mesurer la contrainte à la bonne fréquence, en conservant l'information de phase et de position mais sa détection sera forcément plus difficile avec un plancher de bruit détérioré**.

Remarque :
Pour une application industrielle concrète où l'on connaît déjà la localisation des variations de contrainte à mesurer, l'augmentation du niveau bruit dans certaines zones va n'entrainer qu'une dégradation du rapport signal à bruit. Dans d'autres cas, où l'on souhaiterait détecter l'apparition de contraintes inopinées, l'augmentation localisée du bruit induit par le régime non linéaire peut aussi engendrer de fausses alarmes.

Les principales conséquences de la présence d'effets non linéaire dans la mesure DAS se caractérisent donc par une dégradation du rapport signal à bruit des capteurs virtuels et de fait, de la sensibilité et de la portée de l'interrogateur. Sans modification de l'interrogateur, il n'y a donc a priori aucun intérêt à effectuer des mesures DAS à ces fortes puissances. On traite rapidement de ce point dans la section suivante. Ces différents résultats encouragent à étudier les différentes options de gestion des effets non linéaires.

III.2.3.3. Utilisation d'un DAS en régime non linéaire : discussion des cas particuliers

Bien que la haute puissance ne permette pas de garantir de bons niveaux de bruit à longue distance, avec au contraire une chute périodique du signal et une augmentation significative du bruit, on peut imaginer des **zones spécifiques** de la fibre où il pourrait être avantageux d'introduire plus de puissance en entrée de la fibre.

Il est déjà fréquemment proposé, par les constructeurs d'interrogateur DAS par exemple, de laisser la possibilité d'introduire plus de puissance lorsque les longueurs des fibres d'intérêt restent en dessous de la position d'émergence de la MI (ce qui correspond à quelques kilomètres de fibre), tant que l'on ne constate pas de zones d'extinction. Nous avons confirmé dans ce chapitre que même après l'émergence des effets non linéaires la mesure DAS est fiable. Si le niveau de bruit est avantageux pour certaines positions d'intérêt en régime non linéaire, on peut très bien imaginer réaliser les mesures DAS à haute puissance uniquement dans ces zones, dans la limite de l'arrivée d'autres phénomènes non linéaires qui n'ont pas été étudiés ici.

Ce n'est pas frappant pour les mesures qui ont été présentées car notre interrogateur a été utilisé dans une configuration où il sature lorsque trop de puissance est rétrodiffusée en début de fibre (ce qui, on le rappelle, est dû à une saturation purement numérique qui peut être éventuellement ajustée), mais pour des fibres de quelques kilomètres, il est souvent avantageux d'augmenter la puissance pour obtenir une meilleure précision sur la phase. Pour illustrer cet aspect on propose une analyse numérique rapide des différents cas où il pourrait être intéressant d'augmenter la puissance crête des impulsions.

A partir d'un résultat numérique calibré, c'est-à-dire ajusté à un résultat expérimental en termes de bruit d'intensité et de plage de fréquence, on fait varier la puissance crête de l'impulsion. On présente par exemple le cas d'une impulsion supergaussienne de $100\ ns$ dont on fait varier la puissance crête de $23\ dBm$ à $29\ dBm$, voir Figure 83.

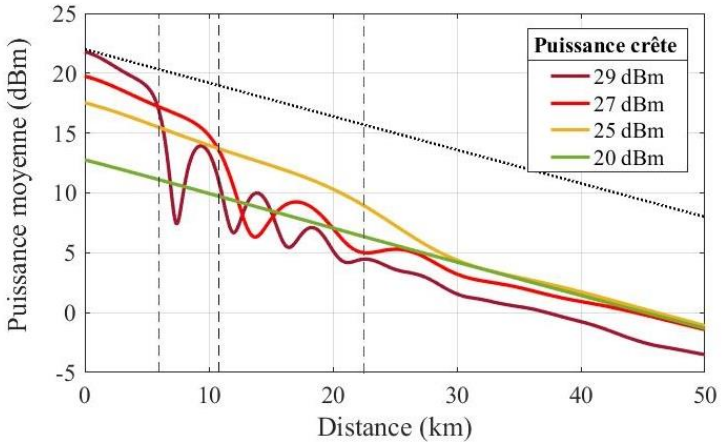


Figure 83 : Evolution numérique de la puissance moyenne détectée en fonction de la distance pour différentes puissances crêtes dans le cas d'une impulsion supergaussienne bruitée de $100\ ns$. En pointillés noirs, le cas linéaire idéal à haute puissance est ajouté pour référence.

La conclusion de ces mesures est qu'il peut être intéressant de faire des tests à haute puissance pour maximiser le niveau de signal détecté selon la portion de fibre considérée et ce malgré la présence d'effets non linéaires.

- Entre 0 et 5 km, le cas à 29 dBm assure théoriquement le meilleur niveau de signal
- Entre 5 et 10 km, la puissance crête doit être diminuée à 27 dBm,
- Entre 10 et 20 km environ, le cas le plus favorable est pour une puissance crête initiale de 25 dBm.
- A longue distance néanmoins, ici à plus de 25 km, le cas le plus favorable sera toujours le cas du régime linéaire, d'autant plus lorsque l'on prend en compte l'augmentation du bruit généré par la MI.

Ce qui motive les recherches sur les effets non linéaires et leur gestion est évidemment l'envie d'atteindre le cas idéal linéaire à haute puissance indiqué en pointillés noirs sur la figure.

III.2.4. Conclusion partielle

Dans ce chapitre, nous nous sommes appliqués à présenter différentes façons **d'identifier et de caractériser la présence d'effets non linéaires directement à partir de l'utilisation d'un interrogateur commercial.** L'inventaire des mesures présentées constitue un ensemble de protocoles qui peuvent être mis en place pour conclure quant à l'effet non linéaire limitant la mesure DAS et de fait, permettre d'identifier les paramètres critiques. Les résultats sont analysés en s'appuyant sur le modèle numérique détaillé dans le chapitre précédent.

La première étape est de bien connaître la nature des impulsions qui sont envoyées dans la fibre en termes de forme et de temps de montée. Dans notre cas, nous avons conclu que nos impulsions sont assimilables à des supergaussiennes lorsque leur durée, définie comme leur largeur à mi-hauteur, est supérieure aux temps de montée du modulateur acousto-optique découpant l'impulsion et gaussienne dans le cas contraire. Ainsi, les impulsions ne possèdent pas les mêmes caractéristiques selon leur durée.

Les premières mesures de caractérisation proposées consistaient à obtenir **l'évolution du spectre des impulsions après s'être propagées dans la fibre**. Lorsqu'un analyseur de spectre optique est utilisé les variations du spectre sur une large plage de fréquences peuvent être visualisées et l'effet clair de la MI est constaté. L'augmentation du bruit avec la distance, dans un premier temps quasi exponentielle, est clairement observée, correspondant au régime linéaire de la MI défini dans le Chapitre II. Les fréquences correspondant au maximum du gain de MI que l'on identifie, sont en accord avec les attentes théoriques. A partir d'une certaine puissance, les couplages entre la porteuse et le bruit se multiplient et le régime non linéaire de la MI, ou effet Fermi Pasta Ulam, se caractérise par un échange réversible de la MI entre fréquences porteuses et lobes de bruit. **Ces transformations du spectre pour des puissances crête élevées sont constatées pour toutes les configurations d'intérêt en DAS**.

Une autre mesure possible reposait sur un **analyseur de spectre électrique**. Dans ce cas, on s'intéresse aux variations proches porteuse (de l'ordre de plusieurs dizaines à centaines de mégahertz), autrement dit, à la modification de la fréquence instantanée par l'augmentation de la phase non linéaire avec la puissance. On constate alors expérimentalement la dépendance de l'élargissement spectral à la forme et la durée des impulsions. Ainsi, **les impulsions plus longues se rapprochant du créneau idéal génèrent un étalement du spectre bien plus faible que les impulsions gaussiennes dont la puissance varie pendant toute la durée d'impulsion**.

A partir de ces mesures, des puissance seuils peuvent être définies sur des critères tels que le **rapport signal à bruit optique** ou la **puissance du signal**, pour la MI, et sur la **bande d'intérêt** pour la SPM. Les paramètres critiques déjà évoqués dans notre analyse théorique et numérique sont alors confirmés

expérimentalement : le profil de l'impulsion, sa puissance crête et son niveau de bruit conditionnent l'émergence du régime non linéaire dans l'utilisation d'un interrogateur DAS.

Dans cette partie, l'objectif était de constater directement l'impact de la MI et de la SPM en utilisant un interrogateur pour conclure sur les limitations concrètes de ces effets dans une mesure DAS. Nous avons pu voir que le régime non linéaire pouvait en effet être étudié et caractérisé en utilisant les données de sortie de l'interrogateur via la mesure φ-OTDR ou DAS. **La mesure de puissance rétrodiffusée en fonction de la distance à haute puissance optique est une manifestation connue de l'effet Fermi Pasta Ulam.** Elle se caractérise par l'apparition de zones d'extinction où la puissance rétrodiffusée chute fortement en fuyant à d'autres fréquences, en dehors de la bande passante de détection. C'est une visualisation de l'échange périodique d'énergie entre le bruit et la porteuse qui est très bien reproduite numériquement via notre modèle.

Nous allons plus loin dans notre analyse en faisant ensuite varier **la bande passante**. On constate alors que le choix de la plage fréquentielle d'intérêt peut fortement modifier les traces obtenues dans le cas d'impulsions limitées par la SPM. **Une partie de l'élargissement spectral induit par SPM peut ainsi être filtrée** lorsque la bande est trop réduite, ce qui engendre des pertes supplémentaires. Cette dépendance claire permet de conclure sur les conséquences de la SPM pour la configuration d'impulsion choisie.

Lorsque l'on passe d'une mesure de puissance moyenne rétrodiffusée, de type φ-OTDR, à une mesure dynamique de la phase, type DAS, on identifie de la même façon le passage au régime non linéaire. L'évolution de la puissance du bruit de phase en fonction de la distance perd son caractère linéaire et des arches de diminutions et augmentations successives de bruit sont constatées. Une analyse plus détaillée de ces tendances, qui s'appuie sur l'utilisation du modèle numérique, laisse à penser que le régime non linéaire, et en particulier **la MI, détériore les performances à la fois par l'augmentation des pertes de puissance optique et par l'augmentation du bruit intra impulsion**.

Enfin, des mesures de contraintes sont proposées, pour analyser la détection d'un signal contrôlé par un générateur de signaux arbitraires connecté à un émulateur de contrainte introduit dans la ligne optique. En comparant les mesures DAS en régime non linéaire et linéaire, on ne constate pas de transformations récurrentes du signal détecté à fortes puissances optiques. Le signal semble conserver ses propriétés d'amplitude, de fréquence et de position et la cohérence inter-capteur est conservée. Seule la détérioration du rapport signal à bruit demeure **la différence marquante qui limite fortement l'utilisation du DAS en régime non linéaire.** Cette augmentation du plancher de bruit dégrade non seulement les performances brutes du capteur mais empêche également la détection automatique de contraintes qui reste un enjeu majeur dans le milieu industriel.

Ces résultats expérimentaux rendent compte de l'enjeu que représente la gestion des effets non linéaires. Dans le chapitre suivant, on propose de se consacrer principalement à la mise en place de trois solutions : **le choix du profil de l'impulsion**, **le contrôle de son niveau de bruit initial et l'ajout d'une modulation de phase**. Pour ce faire, il convient d'avoir un contrôle total sur l'impulsion injectée dans la fibre, ce qui a nécessité de mettre en place notre propre banc de génération d'impulsions.

Chapitre IV. Etude des solutions pour la gestion des effets non linéaires

A ce stade de la thèse, nous avons donc clairement identifié les caractéristiques de la SPM et de la MI et leurs conséquences pour la mesure DAS. D'une part, la fuite de la puissance de la porteuse vers les fréquences présentes dans le bruit, provoquée par la MI, engendre une détérioration considérable de l'OSNR dans l'impulsion et de fortes pertes sur le signal rétrodiffusé détecté. D'autre part, la variation de fréquence instantanée induite par la SPM est d'autant plus grande que l'impulsion est courte et que les variations de puissance optique dans son profil sont importantes. Concrètement, la présence de SPM engendre donc des restrictions sur la bande passante, l'échantillonnage et le choix du profil d'impulsion pour éviter l'augmentation des pertes.

Ces effets de MI et de SPM ont pu être caractérisés à travers différents types de mesures. Que ce soit par l'analyse du signal rétrodiffusé, en utilisant directement un interrogateur DAS, ou par d'autres moyens (analyseurs de spectres). Nous avons également vu que les résultats du modèle numérique implémenté pendant la thèse sont en bon accord avec les variations de puissance et de phase expérimentales, permettant de confirmer nos analyses théoriques.

Pour l'instant, le travail présenté permet donc de conclure sur les paramètres critiques participant à l'augmentation du bruit sur nos capteurs virtuels en régime non linéaire, autrement dit, à haute puissance et grandes longueurs de fibre. Le bruit généré par l'amplification optique (EDFA) appelé ASE, est la principale source de bruit qui engendre à hautes puissances les phénomènes de MI. L'augmentation des pertes par SPM est à surveiller lorsque l'on s'intéresse à des résolutions fines (quelques mètres) pour lesquelles les impulsions utilisées sont plus courtes et possèdent souvent plus de variations de puissance dans leur profil temporel.

L'objectif de ce dernier chapitre est d'**évaluer différentes solutions de gestions de la MI et de la SPM, à travers des tests à la fois expérimentaux et numériques**. Dans le chapitre 1, une synthèse des solutions que l'on peut retrouver dans la littérature avait été proposée. On y retrouve aussi bien des propositions simples comme l'ajout d'un filtre pour atténuer l'augmentation du bruit engendrée par la MI, mais aussi des solutions impliquant de complexifier l'architecture du DAS avec l'utilisation de deux lasers, par exemple [49].

Pour tenter de repousser la limite en puissance optique initiale, nous avons choisi de travailler sur le **filtrage du bruit d'ASE** et l'influence de la **forme de l'impulsion** dictée par la modulation d'intensité.

Notre objectif est de rendre compte des avantages et inconvénients de ces propositions de gestion du régime non linéaire, dans la continuité des mesures présentées dans les précédents chapitres. Elles seront donc évaluées à la fois :

- **Expérimentalement,** à travers les protocoles de caractérisation détaillés dans le chapitre précédent. Si c'est techniquement possible, la solution est testée directement avec l'interrogateur commercial. Dans le cas contraire, un banc de génération d'impulsions a été mis en place pour contrôler la modulation d'intensité

- **Numériquement**, un utilisant notre modèle de propagation d'impulsion comme un outil de prévision pour les effets de la MI et de la SPM.

Le chapitre est donc divisé en deux sous-parties qui représentent les deux solutions que nous allons étudier :

- Dans une première partie, nous présenterons **le filtrage du bruit optique comme solution à l'émergence de l'Instabilité modulationnelle**. Nous verrons, d'abord numériquement mais aussi expérimentalement, que les caractéristiques du filtre (largeur et forme) ainsi que le profil et la durée de l'impulsion utilisée vont largement impacter l'efficacité du filtrage.

- Dans une seconde partie, nous regarderons l'influence de **la forme de l'impulsion à durée d'impulsion égale**, ce qui permettra de conclure sur l'existence ou non d'une forme d'impulsion à plébisciter pour éviter les effets non linéaires parmi les profils testés de supergaussienne, gaussienne, triangle et parabole.

IV.1. Filtrage du bruit : solution de gestion de l'instabilité modulationnelle

Dans une indéniable majorité des travaux sur le DAS basés sur la mesure φ-OTDR, lorsque la limite en puissance optique en entrée est évoquée, c'est bien **l'Instabilité Modulationnelle qui est citée comme le phénomène non linéaire le plus pénalisant**.

Rappel :
Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, sa manifestation est claire avec l'apparition de zones où le niveau de puissance rétrodiffusée chute drastiquement. L'intérêt pour ce phénomène a, de fait, rapidement grandi. Le bruit d'intensité, généré par amplification de l'émission spontanée, et la puissance crête des impulsions envoyées dans la fibre sont alors clairement identifiés comme les deux paramètres les plus déterminants dans l'apparition de la MI.

Une solution naturelle est alors proposée [47] : le filtrage de ce bruit ASE une fois le signal amplifié et découpé. Si cette solution paraît pourtant assez simple à mettre en place, peu de travaux l'étudient en fait en détails et dans une majorité de cas d'utilisation du DAS, la puissance crête choisie ($200 - 300\ mW$) reste inférieure à la puissance seuil de la MI.

On cherche donc à évaluer l'intérêt du filtrage de l'ASE en termes de **gain de puissance rétrodiffusée** et **diminution du plancher de bruit** à longue distance mais aussi les limites de cette solution.

IV.1.1. Evaluation numérique de l'efficacité du filtre

IV.1.1.1. Influence de la largeur du filtre

Dans un premier temps, nous proposons de tester numériquement cette solution en introduisant un filtrage en sortie de notre bloc numérique de génération. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le modèle numérique permet de retrouver efficacement les variations relatives du signal rétrodiffusé à haute puissance. Après ajustement des caractéristiques de l'impulsion initiale dans notre code, les courbes numériques sont alors en très bon accord avec les résultats expérimentaux, comme vu dans le Chapitre III. On conservera donc les paramètres ainsi calibrés pour étudier l'efficacité du filtrage.

On peut voir cette étude comme une étape dont l'objectif est de définir les conditions sur le filtrage pour qu'il permette d'obtenir un meilleur niveau de signal à longue distance. **Cette partie constitue donc une étape de dimensionnement de notre filtre.**

L'impulsion est générée avec des caractéristiques de forme, bruit et puissance crête en accord avec les configurations expérimentales, mais elle est ensuite filtrée via un filtre numérique gaussien de largeur

ΔF_{Bruit} avant résolution de la NLSE. L'ajout de ce filtrage numérique a pour objectif de rendre compte de l'influence d'un filtrage optique sur la propagation de l'impulsion. Comme dans les chapitres précédents, la bande sur laquelle est définie le bruit modélisant l'ASE est de $600\ GHz$. En conséquence, on fera varier la bande passante ΔF_{Bruit} du filtre sur une plage de plusieurs gigahertz.

On présente ci-dessous, Figure 84, l'évolution de la puissance dans la bande de détection pour une impulsion de $50\ ns$ ainsi que le spectre du signal après $50\ km$ de propagation et ce, pour plusieurs largeurs de filtre ΔF_{Bruit} et une bande passante de détection ΔF_{filtre}^{num} de $100\ MHz$, valeur standard de notre système (non limité par l'échantillonnage).

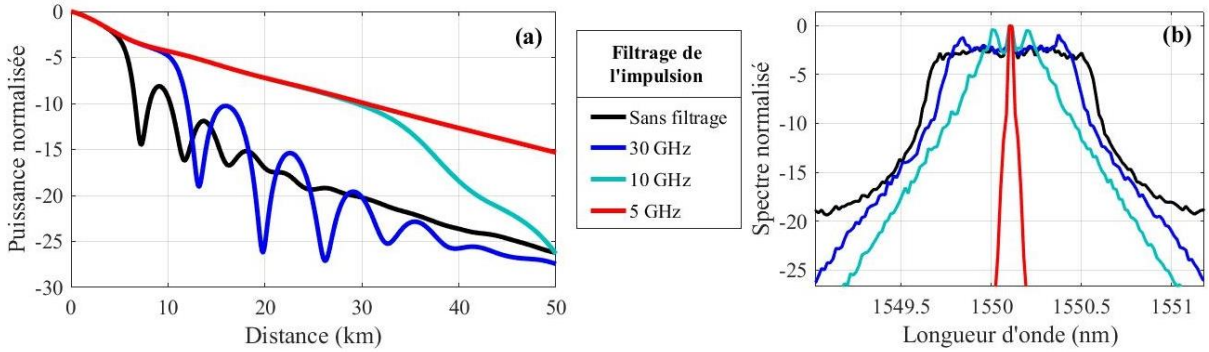


Figure 84 : (a) Evolution numérique de la puissance en fonction de la distance et (b) spectres de l'impulsion à $50\ km$ pour différentes largeurs du filtre ΔF_{Bruit} appliqué sur une impulsion supergaussienne de $50\ ns$ bruitée et de $29\ dBm$.

On observe que **la première position de chute de signal induite par la MI est d'autant plus éloignée de la position initiale que le filtrage de l'impulsion est étroit**. Et pour ΔF_{Bruit}=5 GHz ($\Delta\lambda_{Bruit} = 0{,}04nm$), et à $29\ dBm$ de puissance crête, on récupère quasiment une décroissance linéaire de la puissance avec la distance. On note tout de même que l'on ne retrouve pas une atténuation parfaitement linéaire de $0.18\ dB/km$, ce qui peut être expliqué par les pertes introduites par la SPM, indépendantes du filtrage. On constate également sur les spectres que l'augmentation et la largeur du bruit en fin de fibre, en dehors de la longueur d'onde de la porteuse, est réduit par le filtrage du signal initial, voir Figure 84(b).

On retient que la puissance seuil de la MI à une position donnée augmente lorsque la bande ΔF_{Bruit} diminue. D'ailleurs, cette observation est en accord avec les formules empiriques définissant cette puissance critique à partir de la puissance intégrée dans les lobes de bruit (cf. II.2.2.2). Le filtrage du bruit apporte donc effectivement un contrôle sur la position d'émergence et le contraste des pertes dans ces zones.

Néanmoins, d'après le modèle, on ne peut pas dire que le filtrage permette l'augmentation de la puissance en fin de fibre pour toutes les configurations, notamment pour une largeur de filtre de 30 et $10\ GHz$. Ces pertes plus prononcées pour certaines bandes passantes peuvent s'expliquer par un gain significatif de puissance à d'autres fréquences par rapport au cas non filtré. En regardant les spectres numériques de l'impulsion à $50\ km$, on peut voir que le niveau de bruit des cas filtrés (courbes bleues) dépasse le cas non filtré (courbe noire) pour certaines fréquences. On peut envisager qu'en supprimant seulement une partie du bruit mais en laissant toujours de la puissance résiduelle à des fréquences bénéficiant du gain d'instabilité, on favorise finalement le couplage entre la porteuse et les fréquences restantes.

Dans le cas particulier des objectifs de mesure à longue distance, il semble donc que le filtrage soit efficace seulement si sa bande passante est extrêmement étroite (quelques gigahertz, soit de l'ordre de quelques dizaines de picomètres). Autrement dit, il doit assurer au mieux la suppression de la bande de fréquences bénéficiant du gain d'instabilité modulationnelle.

IV.1.1.2. Influence de la forme du filtre

La forme du filtrage va évidemment influencer la puissance de cette bande de fréquences résiduelles dans le bruit. On peut mettre en évidence cet aspect en comparant l'évolution des spectres d'une impulsion au fil de sa propagation pour différentes formes de filtrage mais une même bande passante ΔF_{Bruit}.

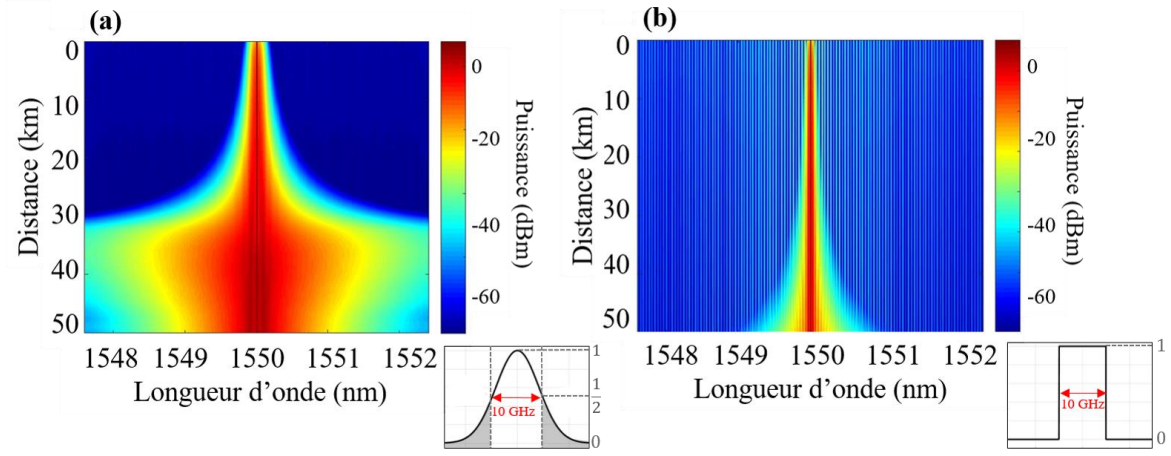


Figure 85 : Evolution du spectre d'une impulsion initialement bruitée de 100 ns et 29 dBm, filtrée sur une bande $\Delta F_{Bruit} = 10\ GHz$ (a) via un filtrage numérique gaussien (b) via un filtrage numérique idéal carré. En incrustation, la forme des filtres étudiés pour chaque cas, dans le domaine spectral

Sur la Figure 85, on montre l'évolution spectrale de l'impulsion au cours de la propagation pour un filtre gaussien et pour un filtre carré (visibles en incrustation). Les largeurs des filtres à $-3dB$ sont identiques mais on voit bien que le filtre gaussien laisse un niveau de bruit hors de sa bande passante (zones grisées) sans le supprimer complètement, à la différence du filtre créneau idéal.

Sur la figure précédente, Figure 84(a), pour $\Delta F_{Bruit} = 10\ GHz$, on constatait une importante chute de signal à partir d'environ 30 km. Sur la Figure 85(a), avec un filtrage identique, on observe aux alentours de cette même position le gain de MI associé à ces pertes. Dans cette configuration, le filtrage permet tout de même de garantir un faible bruit et un bon niveau de signal jusqu'à cette position. Sur la Figure 85(b), le filtre appliqué est maintenant « idéal », c'est-à-dire qu'il coupe tous les signaux au-delà de la fréquence de coupure. Ainsi, jusqu'à 50 km l'émergence de la MI semble efficacement repoussée.

IV.1.1.3. Influence de la forme de l'impulsion à durée constante

A partir des résultats des chapitres 2 et 3, on sait déjà que filtrer la MI ne suffira pas à supprimer toutes les pertes liées au régime non linéaire à cause de la présence d'un autre phénomène gênant, la SPM, et ce, particulièrement pour certaines configurations d'impulsions courtes. Avec un dernier calcul numérique, on s'intéresse à cet aspect en estimant le pourcentage d'énergie dans la bande $\Delta F_{filtre}^{num} = 100\ MHz$ en fonction de la distance, pour une impulsion gaussienne et supergaussienne avec et sans filtrage, voir Figure 86.

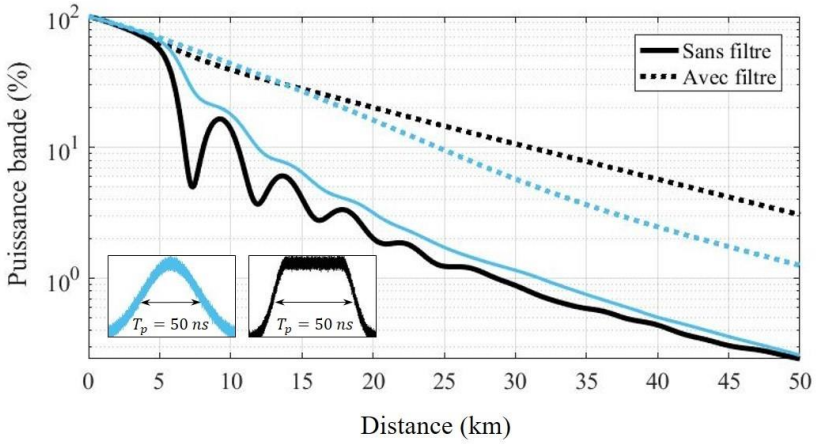


Figure 86 : Evolution d'une impulsion initialement bruitée de 50 ns et 29 dBm avec et sans filtrage pour deux profils différents, gaussien et supergaussien (visibles en incrustation). La largeur du filtre est fixée à ΔF_{Bruit}=5 GHz.

D'après ces courbes, le filtrage assure un gain de puissance plus important lorsqu'une impulsion supergaussienne est utilisée plutôt qu'une gaussienne. En effet, une gaussienne même relativement longue, 50 ns ici, reste sensible à la SPM.

Rappel :
On entend par là que l'élargissement du spectre induit par la variation de puissance est, à partir d'une certaine distance, manifestement supérieur à la bande passante conservée après détection.

L'étude expérimentale de l'influence du profil de l'impulsion (à durée d'impulsion constante) sera réalisée en détail dans la section IV.2. Il reste clair que le filtrage est particulièrement intéressant lorsque les impulsions sont peu sensibles à la SPM, c'est-à-dire proche d'un créneau idéal (temps de montée courts devant la durée d'impulsion). Néanmoins, on note que dans les deux cas présentés, les effets de MI sont efficacement réduits.

Grâce à cette rapide analyse numérique, on comprend bien que **les caractéristiques de notre filtre, sa forme, sa bande, et les paramètres du signal, profil et puissance, vont directement déterminer l'efficacité du filtrage à gérer la MI**.

Expérimentalement, le filtrage du signal envoyé dans la fibre ne sera de toute façon pas idéal, on cherche donc à se procurer un composant permettant un filtrage le plus sélectif possible. On souhaite donc une forte atténuation hors bande qui reviendrait à diminuer au maximum l'aire grisée du filtre gaussien illustré Figure 85. Ainsi, si dans nos mesures, le filtrage du bruit est plus sélectif que le filtrage gaussien numérique, **on assure théoriquement la suppression de la MI jusqu'à au moins 50 km**.

IV.1.2. Evolution expérimentale du spectre en présence de filtrage

IV.1.2.1. Suppression de la MI à 50 km par filtrage étroit du signal initial

Nous avons à notre disposition deux filtres pour réaliser des mesures. Le premier qu'on qualifiera d'ultra-étroit et qui est utilisé dans cette section, a été choisi **particulièrement pour ses caractéristiques de bande et de forme** à partir des conclusions de la partie précédente. Il se compose d'une fibre à réseau de Bragg et ses caractéristiques sont une bande passante de 5 GHz, une longueur d'onde centrale de 1550.1 nm (correspondant à la fréquence porteuse du signal envoyé par l'interrogateur), une isolation hors de la bande passante supérieure à 35 dB et des pertes d'insertion

mesurées d'environ 2 dB. On l'utilisera notamment en sortie de notre interrogateur DAS pour conclure sur les performances en termes de puissance et de plancher de bruit.

Remarque :
La forme du filtrage, caractérisée expérimentalement s'approche de la supergaussienne et on estime une pente de coupure d'environ 600 dB/nm. *Le filtre gaussien numérique de bande passante* ΔF_{Bruit}=5 GHz *définie à 3 dB en comparaison représente une pente d'environ* 70 dB/nm. *Le filtre que l'on qualifiera d'ultra-étroit respecte donc le critère imposé de la partie précédente en termes de sélectivité et de largeur de bande.*

Dans un premier temps, on cherche à **évaluer la capacité de ce filtre ultra-étroit à éliminer efficacement la MI**. Pour ce faire, en suivant le protocole décrit dans le Chapitre III, on récupère les spectres d'une impulsion supergaussienne après amplification, filtrage et propagation dans une fibre de 50 km. Cette longueur de fibre de 50 km est choisie en accord avec les résultats numériques de la Figure 85 qui prédisent un retour de la MI avant cette position en présence d'un filtrage non idéal. Ces spectres sont ensuite comparés aux mesures obtenues sans filtrage pour les mêmes cas de puissance et une même longueur de fibre. On retrouve les spectres expérimentaux mesurés sur la Figure 87.

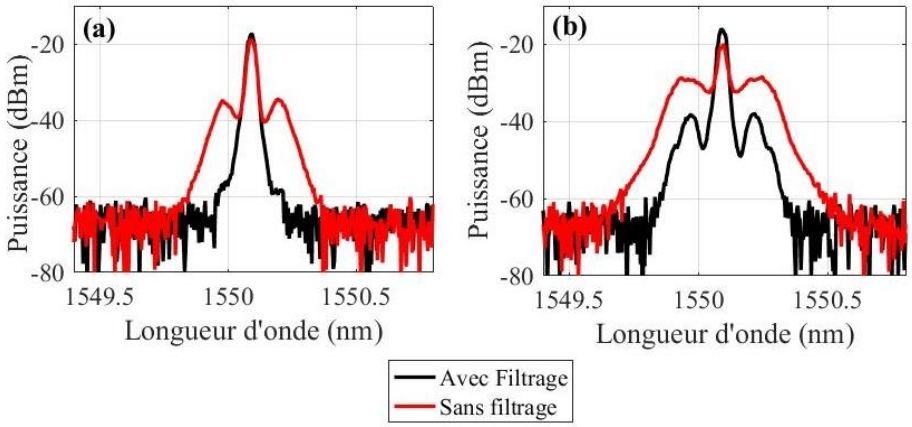


Figure 87 : Comparaison des spectres après 50 km de fibre avec et sans filtrage pour des impulsions de 200 ns et de puissance crête (a) 27 dBm (b) 29 dBm et un filtre ultra-étroit

Dans la première configuration de puissance Figure 87(a), le spectre de l'impulsion à 50 km dont le bruit d'ASE a été filtré (courbe noire) ne semble pas avoir subi d'instabilité modulationnelle tandis qu'à puissance crête équivalente sans filtre (courbe rouge) les lobes de bruit liés au gain de MI sont très présents. Une différence marquée entre les deux spectres est aussi observée à plus forte puissance Figure 87(b) mais cette fois les lobes de bruit caractéristiques de l'effet non linéaire apparaissent, bien que nettement atténués de plus de 11 dB par le filtrage.

Le filtrage étroit du bruit a donc efficacement repoussé l'apparition de la MI mais ne l'a pas totalement supprimée, ce qui est en accord avec les résultats du modèle.

IV.1.2.2. Evolution de la MI en fonction de la largeur du filtre

Dans un second temps, nous avons pu nous procurer un second type de filtre qui est accordable en largeur. Dans cette partie, on utilise exclusivement ce filtre pour confirmer expérimentalement les observations de la précédente section sur l'influence de la largeur de bande car il possède un taux d'extinction hors bande plus faible que le premier filtre par son caractère accordable. On augmente progressivement la bande du filtre ΔF_{Bruit} entre chaque mesure, partant de la valeur minimale disponible

de $0.040\ nm$ jusqu'à obtenir la bande maximale de $2\ nm$. Les spectres mesurés à l'analyseur de spectre optique sont présentés Figure 88.

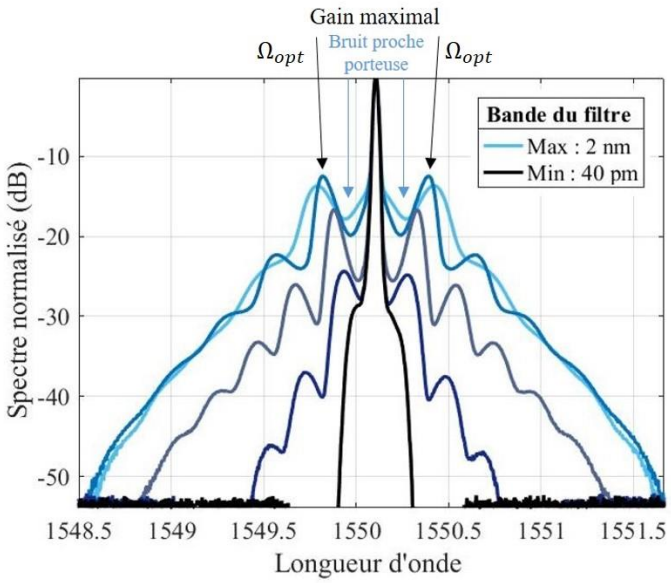


Figure 88 : Spectre d'une impulsion supergaussienne de $100\ ns$ et de puissance crête $28\ dBm$, mesuré après $10\ km$ de fibre sur un analyseur de spectre optique, en fonction de la bande passante du filtrage du bruit.

Les résultats obtenus montrent bien que **l'efficacité du filtre dépend de bande passante choisie.** En ajustant ΔF_{Bruit} sur la bande minimale disponible, on arrive même à supprimer totalement la MI à $10\ km$. On retrouve expérimentalement la tendance qui avait été décrite à partir des spectres des solutions du modèle numérique Figure 84(b). En comparant les deux courbes bleu-clair, correspondant aux deux cas de filtrage les plus larges, on voit que finalement, un filtrage plus étroit peut engendrer une augmentation du gain de MI dans certaines bandes de bruit résiduelle (indiquées par les flèches noires sur la figure). La visualisation claire d'une succession de lobes sur les spectres de bandes intermédiaires montre que des couplages plus précis se produisent lorsque le filtrage n'est pas assez sélectif.

Remarque :

On observe également pour la courbe grise, où le bruit est partiellement filtré mais où restent les fréquences optimales Ω_{opt}, bénéficiant du maximum de gain d'instabilité, un rapport maximal entre la puissance maximale des lobes (flèches noires) et le bruit proche porteuse (flèches bleues). Ainsi le bruit proche porteuse est significativement plus bas que pour la courbe bleu-clair. Cette diminution va se traduire par moins de bruit mais aussi moins de puissance intégrée dans la bande de détection, ce qui illustre bien la dépendance du contraste des arches à la bande ΔF_{Bruit} observée numériquement Figure 84.

Dans cette courte section, nous **confirmons expérimentalement les tendances observées numériquement**. Les spectres témoignent de **la nécessité de filtrer le signal avec précision pour éliminer les fréquences bénéficiant d'un maximum de gain afin de réduire efficacement la MI**.

Pour rappel, ces fréquences sont de l'ordre de plusieurs dizaines de gigahertz pour les puissances crêtes et niveau de bruit des montages DAS. Nous pouvons maintenant appliquer le filtrage à la mesure DAS, en sortie de l'interrogateur, pour évaluer l'intérêt de cette solution.

IV.1.3. Mesures de la puissance rétrodiffusée et du plancher de bruit en fonction du filtrage

IV.1.3.1. Présentation des mesures

Nous cherchons maintenant à mesurer les variations de la puissance et du bruit sur la phase du signal rétrodiffusé avec l'interrogateur commercial DAS dont nous disposons. Nous procédons à ces mesures suivant les protocoles de la section III.2, afin de conclure sur l'influence de l'ajout du filtrage ultra-étroit du signal généré par l'interrogateur.

Il s'avère que le filtre ultra-étroit à notre disposition, muni d'un circulateur, est bloquant pour la rétrodiffusion. Pour pouvoir filtrer le signal généré par l'interrogateur et récupérer le signal rétrodiffusé, des circulateurs doivent être ajoutés pour permettre à la rétrodiffusion d'atteindre le bloc de détection. Le montage final comportant deux circulateurs permettant de tester le filtrage pour des mesures DAS est présenté ci-dessous.

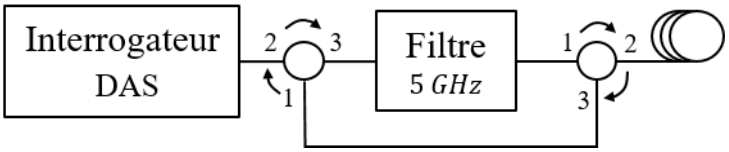


Figure 89 : Schéma représentatif de la mesure DAS avec un interrogateur commercial avec utilisation du filtrage ultra étroit et deux circulateurs.

Cette solution de l'insertion du filtre entre les circulateurs permet de ne pas intervenir à l'intérieur du dispositif commercial. Néanmoins, les performances (niveau de signal/bruit) vont être réduites à cause du montage actuel et des pertes supplémentaires engendrées par l'ajout des circulateurs. Pour étudier l'effet du filtrage seulement et s'affranchir au mieux de l'influence des pertes des circulateurs, toutes les mesures de cette section (avec et sans filtre) reposent sur l'utilisation du même montage, en conservant les circulateurs. La différence de puissance introduite par les pertes d'insertion liées au filtre est compensée par le réglage du gain de l'EDFA pour obtenir une puissance initiale injectée dans la fibre test comparable avec et sans filtrage. Ces pertes introduites par le filtre réduisent la puissance maximale disponible en entrée de fibre et donc l'envergure du régime non linéaire.

Au vu des résultats des sections précédentes de ce chapitre mais également du Chapitre III, nous savons que selon la largeur d'impulsion choisie (correspondant à la consigne de résolution spatiale minimale ΔZ choisie dans les réglages de l'interrogateur), la SPM est plus ou moins visible. Nous séparons donc notre caractérisation des performances du filtrage selon deux cas. Dans le premier cas, nous analysons les résultats obtenus avec une durée d'impulsion T_p longue devant le temps de montée T_m de l'AOM où l'impulsion est supergaussienne et les mesures sont relativement insensibles à la SPM, comme vu section III.1.2.2. Ensuite, nous étudierons l'efficacité du filtre dans le cas d'impulsions gaussiennes « courtes » devant T_m.

On synthétise les mesures réalisées en présentant trois configurations pertinentes :

1. **Faible puissance sans filtrage** : réglage à la plus haute puissance garantissant un régime linéaire (utilisation optimale du DAS à longue distance actuellement)
2. **Haute puissance sans filtrage** : réglage à la plus haute puissance disponible. Elle permet d'observer la diminution de la puissance et l'augmentation du bruit au fil de la propagation et donc de bien vérifier que nous atteignons le régime non linéaire.
3. **Haute puissance avec filtrage** : configuration filtrée, réglée sur la plus haute puissance disponible.

Pour rendre compte de l'effet du filtrage **uniquement,** la plus haute puissance disponible correspond à la puissance maximale de l'interrogateur soustrait de $2\,dB$ (compensation des pertes d'insertion introduites par le filtre).

Ces trois différentes mesures vont nous permettre de quantifier l'effet du filtrage :

⇒ Par comparaison des mesures 1 et 2, on retrouve la caractérisation des pertes de puissance et de l'augmentation du plancher de bruit liés à l'apparition du régime non linéaire.
⇒ Avec les mesures 2 et 3, on va pouvoir quantifier l'efficacité du filtrage à supprimer la MI.
⇒ Enfin, en comparant les mesures 1 et 3, on va pouvoir conclure sur l'intérêt d'utiliser une configuration à haute puissance avec filtrage plutôt qu'une configuration à plus faible puissance sans filtrage, qui garantit le régime linéaire et qui est donc actuellement le réglage préconisé pour réaliser des mesures à longue distance.

IV.1.3.2. Cas 1 : impulsions supergaussiennes de $200\,ns$

Dans un premier temps, on présente les résultats pour un réglage de résolution spatiale de $20\,m$, voir Figure 90. On injecte donc dans la fibre des impulsions supergaussiennes avec $T_p = 200\,ns$. On sait que pour une telle configuration la MI est l'effet non linéaire limitant.

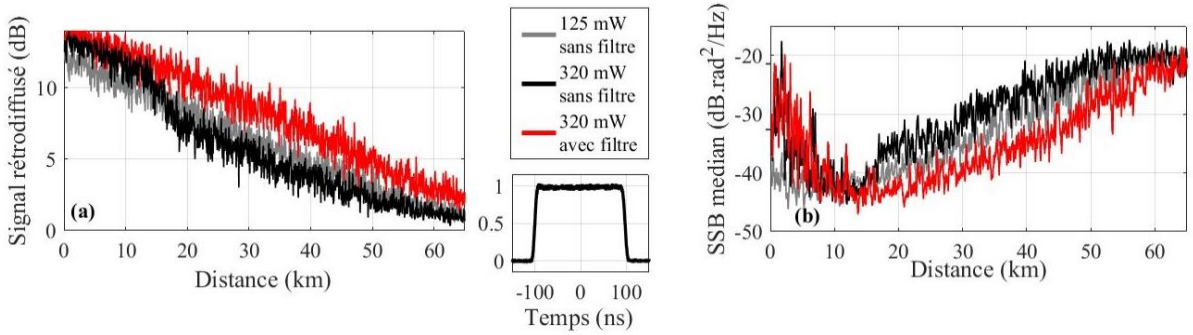


Figure 90 : Comparaison des résultats pour des configurations avec et sans filtre pour une impulsion supergaussienne de $200\,ns$. (a) Evolution de la puissance du signal rétrodiffusé moyennée temporellement en fonction de la position (b) Evolution du plancher de bruit, défini comme la médiane de la puissance de la phase dans une bande de $100\,Hz$, en fonction de la distance.

Figure 90(a), pour une faible puissance d'impulsion ($125\,mW$), sans filtre, on retrouve notre mesure de référence en régime linéaire (courbe grise) avec une diminution linéaire de la puissance et une augmentation linéaire du bruit (Figure 90(b)) en fonction de la distance (en ignorant la saturation des premiers kilomètres). En comparant ce résultat à la mesure à plus forte puissance non filtrée (courbe noire, $320\,mW$), on constate clairement la présence du régime non linéaire avec une chute soudaine de la puissance de plusieurs décibels aux alentours de $15\,km$ (Figure 90(a)) à laquelle s'associe une augmentation du bruit (Figure 90(b)). En présence de filtre étroit, à la même puissance (courbe rouge), on constate une augmentation de la puissance détectée sur toute la longueur de fibre mais également un meilleur plancher de bruit à longue distance par rapport aux deux autres courbes. On relève une diminution du bruit de près de $10\,dB.rad^2/Hz$ à $40\,km$ par rapport à la mesure en régime non linéaire qui confirme que la MI a été efficacement réduite en cette position. La diminution du bruit par rapport à la mesure en régime linéaire est évidemment plus faible (environ $4\,dB.rad^2/Hz$ à $40\,km$) mais reste significative puisqu'elle se traduit en une **augmentation de la portée d'au moins une dizaine de kilomètres**. **En effet, par augmentation de l'OSNR initial par le filtrage, on retrouve à $50\,km$ le plancher de bruit qui n'était accessible en régime linéaire qu'à seulement $40\,km$.**

Grâce à ces mesures, nous pouvons quantifier l'efficacité du filtrage directement sur le plancher de bruit de notre capteur acoustique. Les résultats présentés encouragent à **utiliser le filtrage étroit du bruit pour réduire significativement la MI** et **augmenter la puissance injectée** dans la fibre pour améliorer les performances de l'interrogateur **dans le cas d'impulsions longues**. Avec notre montage, nous sommes limités ici par la puissance maximale disponible sur l'interrogateur mais au vu des résultats, nous pouvons imaginer augmenter encore cette puissance jusqu'à l'émergence de la MI en présence de filtrage.

IV.1.3.3. Cas 2 : impulsions gaussiennes de 10 ns

Il s'agit maintenant de vérifier si cette solution est toujours aussi intéressante lorsque l'on s'intéresse à des impulsions plus courtes et donc limitées à la fois par la SPM et la MI. On présente dans cette section les résultats des mesures identiques aux précédentes mais dans un cas cette fois particulièrement limité par la SPM, voir Figure 91. On paramètre la plus petite résolution spatiale disponible de 1 m, soit des impulsions de durée $T_p = 10\ ns$ au profil gaussien.

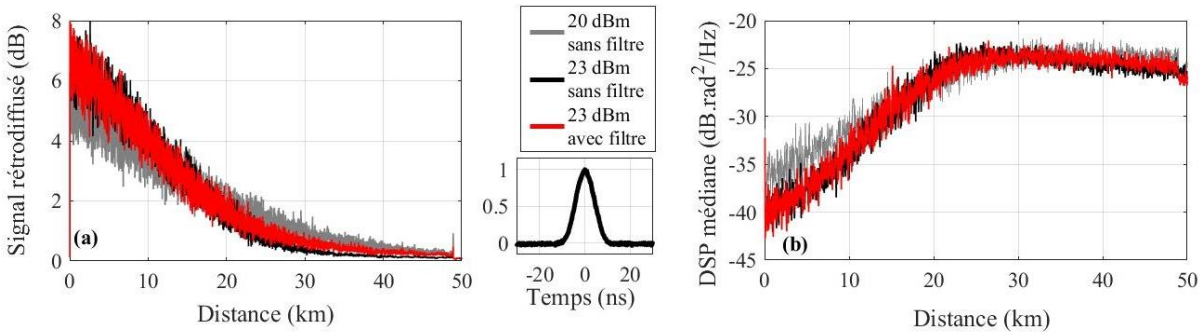


Figure 91 : Comparaison des résultats pour des configurations avec et sans filtre pour une impulsion gaussienne de 10 ns. (a) Evolution de la puissance du signal rétrodiffusé moyennée temporellement en fonction de la position (b) Evolution du plancher de bruit, défini comme la médiane de la puissance de la phase dans une bande de 100 Hz, en fonction de la distance.

L'apparition du régime non linéaire est moins flagrante sur ces mesures car nous sommes limités en puissance injectée par les pertes du filtre ajoutées aux pertes de l'AOM pour une consigne de faible durée d'impulsion. Cependant, on distingue tout de même entre les deux cas de puissance d'impulsion de 20 et 23 dBm respectivement, sans filtre (courbe grise et courbe noire), sur la Figure 91(a), une différence de puissance en début de fibre qui n'est pas conservée en fin de fibre. La configuration de plus faible puissance initiale (courbe grise) assure plus de puissance à longue distance. Le régime non linéaire est donc bien visible sur la courbe noire avec une augmentation de l'atténuation effective. Si on s'intéresse maintenant au cas filtré avec la courbe rouge, elle aussi diminue plus rapidement que l'atténuation linéaire attendue. Le filtrage semble donc partiellement inefficace. Dans cette configuration, le meilleur niveau de signal à longue distance est donc assuré par le régime linéaire c'est à dire à faible puissance. La puissance ne peut être augmentée au-delà du seuil non-linéaire.

Sur la Figure 91 (b), cette tendance se vérifie : les courbes correspondant aux cas à haute puissance avec et sans filtrage se superposent. La haute puissance assure certes de meilleures performances en début de fibre (avant 10 km) mais n'apporte aucune amélioration du bruit sur les capteurs en fin de fibre.

Contrairement aux résultats précédents, **le filtrage de l'ASE n'est plus suffisant pour augmenter la portée de la mesure DAS lorsque l'on souhaite utiliser une résolution spatiale fine**. A partir des résultats qui ont été présentés jusqu'à maintenant, on peut raisonnablement imputer cette différence de comportement à la SPM, qui est visiblement le phénomène non linéaire limitant ici.

IV.1.4. Conclusion : avantages et limites du filtrage

Dans cette première partie, nous avons évalué la pertinence du filtrage étroit de l'ASE comme solution de gestion de la MI et in fine comme outil pour augmenter la portée d'un interrogateur. Dans un premier temps, à partir d'une analyse numérique et de mesures de spectres, nous avons constaté l'importance de bien choisir **un filtre dont la bande garantit la suppression d'un maximum de bruit occupant la bande de gain de la MI**. Ces fréquences occupent une bande de **quelques dizaines à plusieurs centaines de gigahertz** pour les configurations d'impulsion de notre interrogateur.

Les mesures de caractérisation de puissance rétrodiffusée et de bruit capteur, obtenues avec l'interrogateur commercial pour trois configurations de puissance et de filtrage, permettent de conclure sur la pertinence du filtrage ultra étroit du bruit :

- Lorsque l'application de la mesure nécessite des résolutions spatiales de **plusieurs dizaines de mètres**, on injecte des impulsions de plusieurs centaines de nanosecondes. Ces durées sont longues devant les temps de montée les plus courants des modulateurs de puissance du marché, permettant la découpe des impulsions. Le profil de ces impulsions est en général quasi rectangulaire et le phénomène linéaire limitant est l'instabilité modulationnelle. **Pour une résolution spatiale de $20\,m$, les résultats montrent que le filtrage étroit de l'ASE après amplification garantit de réduire la MI et donc représente une solution simple pour augmenter la puissance seuil** et ce d'autant plus efficacement que le filtre sera sélectif. Il en résulte que la portée peut être augmentée de plus d'une dizaine de kilomètres.

Perspectives :

- *L'augmentation de la portée constatée ici est encourageante mais représente seulement le gain à une puissance d'entrée donnée qui est ici la puissance maximale disponible avec le montage mis en place (puissance limite de l'interrogateur et pertes liées à la présence des circulateurs).*
- *Pour une configuration d'impulsion longue, aucune augmentation des pertes n'ayant été constatée pour la puissance maximale disponible, un montage permettant d'envoyer plus de puissance dans la fibre pourrait être imaginé pour mettre en évidence le gain maximal qui peut être atteint grâce au filtrage étroit du bruit.*

- Lorsque l'on souhaite utiliser des résolutions plus fines, les impulsions sont découpées dans la limite des temps de montée des modulateurs de puissance. Leur profil se rapproche d'une gaussienne. Pour ce type d'impulsion, la SPM entraîne un élargissement du spectre sur plusieurs dizaines voire centaines de mégahertz en fin de fibre (cf. section III.1.2.2). La SPM devient le phénomène limitant. **Pour une résolution spatiale de $1\,m$, les résultats montrent que le filtrage étroit du bruit d'amplification n'apporte ni gain de puissance ni diminution de bruit.**

Perspectives :

Le filtrage de la MI est d'autant plus intéressant que notre impulsion est proche d'un créneau idéal où la SPM a peu d'impact. Par exemple, on peut imaginer générer des impulsions avec des technologies garantissant des temps de montée plus rapides que les modulateurs acousto-optiques, en utilisant par exemple des modulateurs électro-optique (EOM) ou des Amplificateurs Optiques à Semi-conducteurs (SOA), pour obtenir des impulsions quasi-rectangulaires plus propres.

Il faut néanmoins garder à l'esprit que les AOM possèdent en général un taux d'extinction plus grand (>50 dB) que les EOM. Comme nous l'avons vu, le bruit d'extinction, qui résulte d'un mauvais taux d'extinction, est une source de bruit qui a déjà bien été identifiée et étudiée. Des travaux se sont intéressés à utiliser des AOM en cascade pour réduire d'avantage ce bruit [33], [75]. *Suivant cette réflexion, on pourrait utiliser un EOM avec un très bon taux d'extinction ou envisager de placer en cascade plusieurs modulateurs pour garantir à la fois un meilleur taux d'extinction et des temps de montée petits devant toutes les durées d'impulsion.*

Au-delà de l'analyse des performances en présence de filtrage, cette partie témoigne encore une fois de l'importance du profil des impulsions et donc de la nécessité de connaître précisément ce profil pour déterminer l'effet limitant à haute puissance.

IV.2. Influence de la forme de l'impulsion

L'importance de la forme de l'impulsion a déjà été évoquée dans cette thèse dans plusieurs parties. La caractérisation des effets non linéaires du Chapitre III ainsi que le test du filtrage présenté dans la section précédente sont des résultats obtenus en utilisant l'interrogateur commercial à notre disposition. Ces mesures ont montré que la forme et la durée d'impulsion sont des paramètres qui déterminent le comportement des effets non linéaires, et ce particulièrement lorsqu'il s'agit de la SPM (cf. section III.1.2). **L'objectif de cette partie est de voir s'il existe un profil d'intensité à éventuellement plébisciter pour réduire les effets non linéaires, à la fois MI et SPM**. Cependant, en utilisant l'interrogateur commercial, **nous n'avons pas de contrôle sur la forme de l'impulsion indépendamment de sa durée** (réglage de la résolution spatiale minimale). Au vu de cette limite, nous avons mis en place notre propre banc de génération d'impulsions qui sera exposé dans cette partie.

Les travaux de M.R. Fernandez Ruiz et al. présentés dans un des articles référence [46] que nous avons déjà évoqué dans cette thèse, s'appliquent à déterminer l'influence de la forme de l'impulsion sur la MI, à la fois expérimentalement et numériquement. Les mesures consistent à estimer l'évolution de la puissance rétrodiffusée en fonction de la distance dans une bande de détection constante de $125\ MHz$. Les résultats montrent qu'à énergie constante dans l'impulsion, certains profils d'intensité favorisent d'avantage l'établissement de la MI et donc les échanges entre la porteuse et le bruit.

L'objectif de cette section est donc de concentrer notre travail sur le profil de l'impulsion, dans la continuité de cette étude. Leurs résultats ont conclu sur la pertinence d'**utiliser des formes autres que supergaussienne (triangulaire et gaussienne par exemple) pour limiter la MI** et récupérer plus de puissance rétrodiffusée en régime non linéaire. Néanmoins, la configuration utilisée, avec des impulsions relativement longues ($50\ ns$) et une bande passante large et constante ($125\ MHz$) est une configuration où la SPM est relativement faible.

Rappel :
Nous l'avons vu précédemment, l'élargissement spectral induit par SPM est particulièrement limitante pour des impulsions courtes (10 *à* $20\ ns$*)et des bandes passantes de détection étroites.*

L'analyse proposée dans l'article se base directement sur l'analyse des traces φ-OTDR, on souhaite donc compléter cette analyse en caractérisant **à la fois la MI et la SPM grâce aux mesures de spectres en transmission** présentées dans le Chapitre III qui permettront également d'évaluer l'influence du profil de l'impulsion sur la SPM.

IV.2.1. Mise en place d'un banc de génération d'impulsion

Nous l'avons dit précédemment, il n'est pas possible de choisir le profil des impulsions en utilisant le bloc de génération de l'interrogateur commercial. Il a donc été nécessaire de construire notre propre montage de génération d'impulsion avec pour objectif de :

1. Générer un **signal laser**, dont une partie constituerait l'oscillateur local (LO) de référence pour les mesures de caractérisation
2. Générer une **consigne en tension** permettant de contrôler **le profil** de l'impulsion et la **fréquence de répétition** du train d'impulsions
3. Découper le signal laser en **impulsions**, via un modulateur d'intensité contrôlé par une consigne en tension préalablement amplifiée
4. Garantir des **puissances optiques assez grandes** pour générer des effets non linéaires

Le montage qui a été utilisé permettant de générer des impulsions de différents profils est détaillé sur le schéma de la Figure 92 ci-dessous.

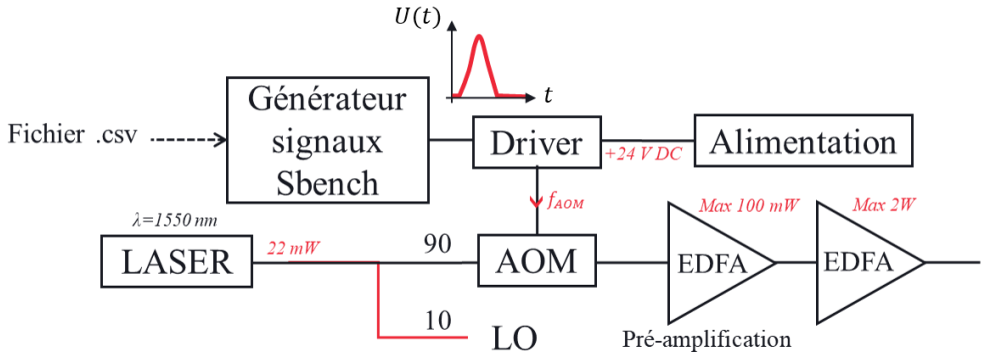


Figure 92 : Schéma du montage permettant de générer des impulsions avec contrôle du profil en intensité. EDFA : Amplificateur à Fibre Dopée Erbium, LO : Oscillateur local, AOM : Modulateur Acousto-Optique

Notre générateur de signal est contrôlé par un ordinateur via le logiciel Sbench. Il est alors possible à partir d'un fichier de point (au format csv) de générer une consigne en tension entre 0 et 2.5 V. Les fichiers de points sont préalablement générés grâce à une routine Matlab où sont choisis la durée, le profil et la fréquence de répétition des impulsions. La fréquence d'échantillonnage f_{gen} définissant le nombre de points du fichier est choisie en accord avec la fréquence maximale de génération de la carte de 625 MS/s (MégaSample par seconde). Le driver, alimenté en tension et en courant, génère ensuite le signal de consigne à 200 MHz, fréquence de fonctionnement f_{AOM} de l'AOM contrôlant le modulateur. Le découpage en impulsion du signal laser respecte donc la consigne envoyée en sortie de l'ordinateur.

Nous verrons que cette limite d'échantillonnage du générateur de signaux va engendrer des restrictions importantes sur les impulsions qui peuvent être générées expérimentalement par le banc de mesure, notamment en termes de durées d'impulsions et de modulation de phase (étudiée dans la partie **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). La valeur de la fréquence d'échantillonnage f_{gen} permet de générer un point de consigne toutes les 1.6 ns. Le montage ainsi mis en place permet donc de produire des impulsions conformes à la consigne pour des durées d'impulsion de plusieurs dizaines de nanosecondes. Par contre, pour des durées d'impulsions inférieures à 50 ns, le profil des impulsions générées s'éloignent fortement de la consigne. On va donc réaliser notre analyse dans des configurations d'impulsions plus longues que cette limite pour garantir de la bonne forme de l'enveloppe. **En conséquence, notre étude ne sera malheureusement pas menée sur les cas d'impulsions les plus limitées par la SPM. Elle restera cependant présente et observable.**

Une comparaison entre ce signal de consigne et le signal optique en sortie de modulation est proposée ci-dessous sur les Figure 93 et Figure 94. Le profil des impulsions optiques est obtenu selon le montage en transmission détaillé Chapitre III grâce à une photodiode et un oscilloscope. Ces figures introduisent les quatre profils d'impulsions auxquels nous nous sommes intéressés et que l'on qualifiera de : **supergaussien**, dont les temps de montée peuvent être réglés dans la limite des temps de montée de l'AOM, **parabolique**, **gaussien** et **triangulaire**. Par rapport à l'article de référence, le profil parabolique est ajouté.

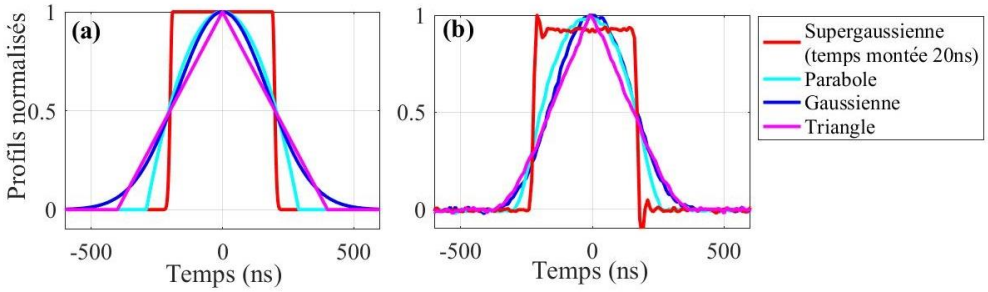


Figure 93 : Profils normalisés d'impulsions de 400 ns pour différentes formes : (a) consignes en tension (b) signaux optiques résultants. Les profils sont mesurés à l'oscilloscope.

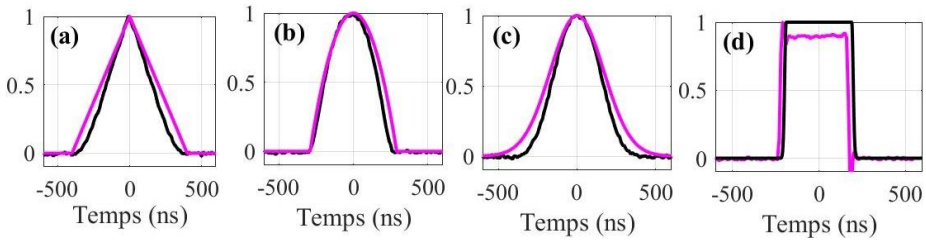


Figure 94 : Comparaison des profils normalisés des signaux de consigne (courbes roses) et des impulsions optiques mesurées (courbes noires) pour une durée d'impulsion de 400 ns.

Les profils des impulsions mesurés sont en bon accord avec les consignes envoyées par le générateur de signaux. Les fichiers de points sont construits de façon à garantir une largeur à mi-hauteur égale pour tous les profils indépendamment de la forme considérée. Il en résulte qu'à durée d'impulsion égale, les profils possèdent une énergie comparable. Un léger écart entre les durées d'impulsion mesurées (largeur à mi-hauteur) et les largeurs de consigne est tout de même constaté Figure 94. L'ordre de grandeur de cette différence est estimé à 10% de la durée T_p de consigne.

De plus, on note que le modulateur semble avoir plus de difficulté à suivre une consigne quasi rectangulaire. On observe un phénomène assez courant de dépassement de la consigne (overshoot). Cette difficulté générale à obtenir des impulsions rectangulaires propres a déjà été abordée. Pour des longues durées d'impulsion, comme ici avec 400 ns, cette variation n'a pas grande importance, i.e. elle est négligeable devant la durée de l'impulsion, mais au plus la durée d'impulsion sera courte au plus l'impulsion sera déformée et s'éloignera de la consigne.

Pour obtenir une puissance crête suffisante, les impulsions sont ensuite amplifiées en sortie de modulation. Une première amplification avec un EDFA de faible puissance de saturation permet d'obtenir des puissances crête de l'ordre de 23 dBm maximum et de saturer un deuxième EDFA afin de générer des impulsions bien plus énergétiques jusqu'à au moins 30 dBm.

Remarque :
Une telle configuration avec deux EDFA n'est pas optimale car la faible puissance moyenne du signal (impulsionnel) ne garantit pas la saturation du premier EDFA ce qui engendre un fort niveau d'ASE.

Un faible SNR (moins de $20\ dB$*) est alors mesuré en sortie du deuxième EDFA. Pour améliorer cela, le filtrage du bruit peut être ajouté après le dernier EDFA. Un coupleur peut également être ajouté afin de contrôler la forme de l'impulsion pendant les mesures. Ces deux composants introduisent des pertes supplémentaires mais les puissances crête de sortie restent largement suffisantes pour atteindre le régime non linéaire.*

IV.2.2. Caractérisation de la MI et de la SPM par mesures de spectres

Dans ce paragraphe, on propose de comparer les effets de MI et de SPM pour chacune des formes d'impulsion présentées afin de conclure sur l'existence d'un profil d'intensité à éventuellement plébisciter pour réduire les deux effets non linéaires. Le montage introduit Figure 92 ne permet pas de récupérer le signal rétrodiffusé, on procédera donc à cette comparaison par transmission à travers les mesures de spectres à l'OSA et à l'ESA détaillées dans le Chapitre III.

IV.2.2.1. Influence du profil temporel de l'impulsion sur la MI

Un premier résultat de mesure, présenté Figure 95, rassemble les spectres mesurés à l'analyseur de spectre optique pour chacun des profils considérés, à une même durée d'impulsion de $100\ ns$ et une même puissance crête d'environ $28\ dBm$ après une fibre de $10\ km$.

Remarque :
Sur la durée totale de l'impulsion (pas seulement la largeur à mi-hauteur T_p*), pour chaque forme testée, on considère l'énergie contenue dans l'impulsion comme constante. En effet, l'aire sous les courbes de chacune des consignes* Figure 93 *sont quasiment égales :l'énergie moyenne est de* $80\ nJ$*, les écarts les plus grands sont pour la gaussienne avec une énergie plus grande de* 6% *par rapport à cette valeur et la parabole avec une énergie plus faible de* 2%.

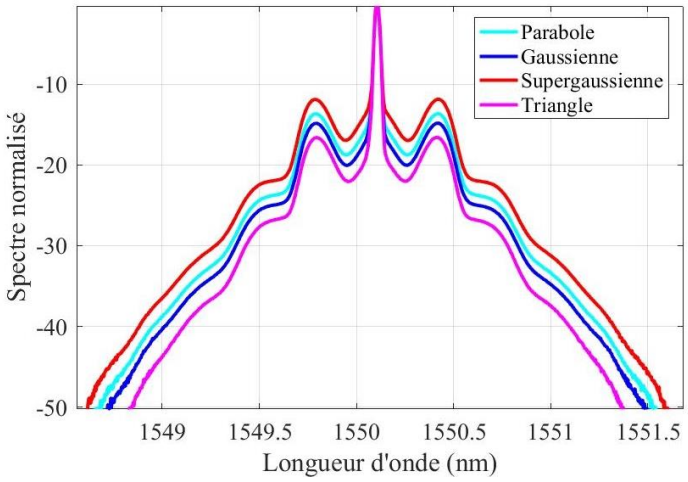


Figure 95 : Spectres expérimentaux normalisés du signal impulsionnel pour différents profils d'intensité en sortie d'une fibre de $10\ km$. Les paramètres des impulsions sont une puissance crête de $28\ dBm$ et une largeur d'impulsion de $100\ ns$.

Pour toutes les formes d'impulsions testées, ces spectres montrent que la MI est largement établie : on observe les lobes caractéristiques du phénomène accompagné d'un étalement conséquent du bruit sur plusieurs nanomètres. Néanmoins, on observe tout de même un décalage significatif entre les spectres. Pour une **même position** dans la fibre et une **même puissance crête**, **l'impulsion triangulaire garantit le meilleur OSNR comparé aux autres configurations proposées**.

On retrouve par ces mesures la même conclusion que l'équipe de M.R. Fernandez : au plus on s'approche d'une impulsion « plate », c'est-à-dire qui tend vers un créneau idéal, au plus la MI est favorisée. Au même titre que sa durée, la forme de l'impulsion introduit un filtrage intrinsèque de certaines composantes fréquentielles. Pour limiter la MI, les **impulsions gaussiennes et triangulaires seraient à privilégier parmi les formes que nous avons testées.**

IV.2.2.2. Influence du profil temporel de l'impulsion pour la SPM

Résultats expérimentaux :

On poursuit cette analyse en mesurant l'élargissement spectral induit par la SPM pour les différents profils en utilisant le montage auto-hétérodyne (présenté Figure 60). Pour générer un maximum de SPM, on s'intéresse à des impulsions plus courtes de $50\ ns$, dans la limite de notre bloc de génération, afin de générer des variations intenses et rapides de puissance optique dans la durée d'impulsion. Cependant, à $50\ ns$, le profil des impulsions supergaussiennes s'éloigne fortement de la consigne. Puisque l'élargissement spectral induit par SPM de ce profil a déjà été caractérisé dans le Chapitre II, nous nous concentrerons ici sur les autres formes.

Les spectres du battement entre le LO et le signal impulsionnel en sortie de $10\ km$ de fibre, obtenus à l'analyseur de spectre pour deux puissances différentes, sont présentés Figure 96.

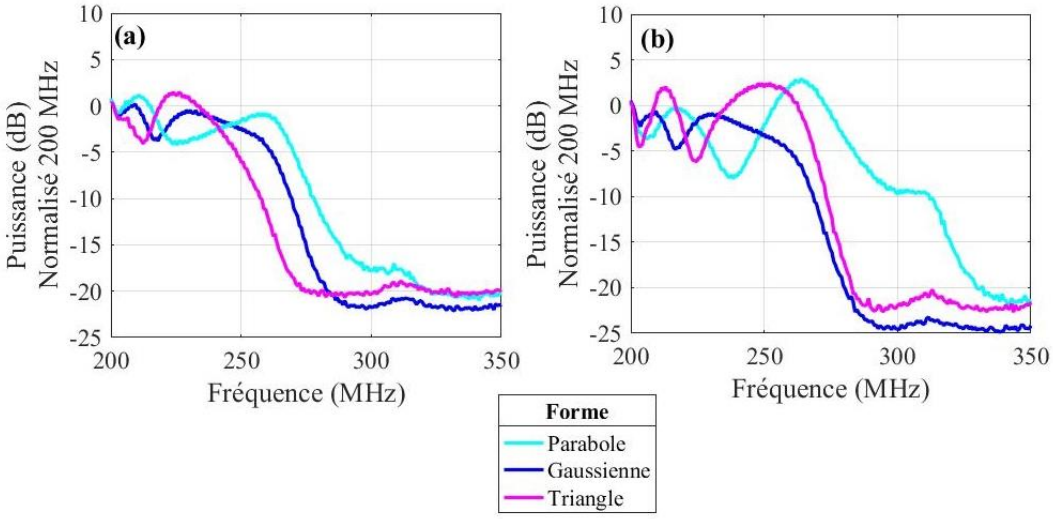


Figure 96 : Comparaison des spectres expérimentaux du battement entre oscillateur local et signal impulsionnel de $50\ ns$ en sortie d'une fibre de $10\ km$ pour trois profils d'intensité de puissance crête (a) $27\ dBm$ (b) $29\ dBm$.

Pour toutes les impulsions utilisées, on constate un élargissement du spectre mesuré en bout de fibre avec l'augmentation de la puissance entre la Figure 96(a) et la Figure 96(b). Néanmoins, comme pour la MI, à durée d'impulsion et puissance crête égale et à une même position dans la fibre, les trois profils ne subissent pas le même élargissement spectral. Cette dépendance à la SPM est attendue puisque par définition du phénomène, la variation de phase non linéaire induite est directement liée à la variation de puissance dans la durée d'impulsion. Ainsi, parmi les profils testés, on constate que la parabole s'est élargie significativement plus que les deux autres profils dont l'élargissement spectral mesuré semble équivalent.

Analyse numérique :

Pour bien comprendre les limites provoquées par la présence de SPM, on calcule pour chaque forme, à partir de la formule théorique, la variation de fréquence proportionnelle à la dérivée temporelle de la puissance. On présente Figure 97 cette variation de fréquence pour différentes formes d'impulsion de largeur de $50\ ns$, une puissance crête de $29\ dBm$ et pour une position de $10\ km$.

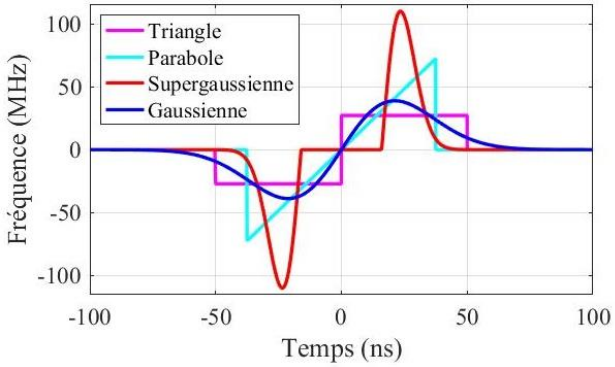


Figure 97 : Variation de fréquence induite par auto-modulation de phase après propagation dans une fibre de $10\ km$, pour des impulsions de différentes formes, une puissance crête de $29\ dBm$ et une largeur de $50\ ns$.

Sur l'axe des ordonnées, on observe la variation de fréquence, proportionnelle à la dérivée de la variation de puissance, en fonction du temps, dans le référentiel temporel de l'impulsion. On met ainsi en évidence la différence de modulation de la fréquence porteuse selon l'impulsion utilisée. Avec ce type de graphique, **on cherche à avoir un minimum de variation de fréquence au niveau du centre de l'impulsion** (origine des temps). En effet, c'est au centre de l'impulsion que se trouve le maximum de puissance que l'on souhaite conserver dans la bande passante.

Il apparait effectivement ici que **la forme supergaussienne est la seule forme garantissant plusieurs dizaines de nanosecondes sans variation de fréquence au centre**. **Les formes gaussienne et triangulaire permettent quant à elles de réduire la variation de fréquence** par rapport à l'impulsion parabolique. Mais la forme parabolique assure la variation la plus lente de la fréquence au centre de l'impulsion par rapport à la gaussienne ou le triangle. La forme de cette modulation en fréquence va directement influencer l'impact de la SPM sur le signal rétrodiffusé détecté.

Tous les profils considérés ici introduisent des **variations de fréquences de plusieurs dizaines de mégahertz** qui pourront introduire des pertes si **la bande passante de détection du signal est plus faible que cet élargissement**. En pratique, la forme d'impulsion assurant un minimum de SPM reste la supergaussienne, lorsque les modulateurs utilisés permettent d'obtenir une partie du profil sans variation de puissance. Dans l'idéal, **pour limiter la SPM**, on souhaite toujours se rapprocher le plus possible d'un **créneau parfait**.

IV.2.3. Synthèse

Cette partie nous a permis de revenir sur l'importance de la forme de l'impulsion dans l'établissement de la MI et de la SPM. La dépendance de ces deux effets non linéaires au profil en intensité avait été rapidement discutée dans les précédents chapitres. Mais c'est seulement avec un contrôle total sur la forme de l'impulsion, sans les contraintes imposées par l'utilisation d'un interrogateur DAS commercial, que nous avons pu analyser plus en détail le choix de la modulation en amplitude comme solution de gestion de la MI et de la SPM. La mise en place de notre propre banc de génération d'impulsions nous a ainsi permis de tester différents profils pour une même configuration de durée et de puissance.

Les caractéristiques spectrales du signal en sortie de fibre ont ensuite pu être analysées. Bien que le profil de l'impulsion injectée dans la fibre ait une influence directe sur les deux effets non linéaires, MI et SPM y sont observés à haute puissance indépendamment de la forme choisie. Autrement dit**, pour toutes les formes testées, on constate la présence d'un élargissement significatif du spectre proche de la porteuse, induit par la SPM, et une augmentation conséquente du bruit liée à la MI**. Néanmoins, le choix de la forme de l'impulsion reste pertinent pour minimiser ces effets.

Il apparaît donc que **les impulsions gaussiennes et triangulaires sont à privilégiées lorsqu'on se place dans une configuration limitée par la MI**, c'est-à-dire lorsque l'on utilise des impulsions plutôt longues (d'une centaine de nanosecondes) et bruitées. La bande passante après détection doit être également assez grande (d'une centaine de mégahertz) pour négliger la SPM. Cette hypothèse peut être aussi testée numériquement à l'aide de notre modèle. En calculant la puissance de signal dans la bande de détection en fonction de la distance pour ce type de configuration, on retrouve numériquement que l'impulsion triangulaire garantie une diminution des arches.

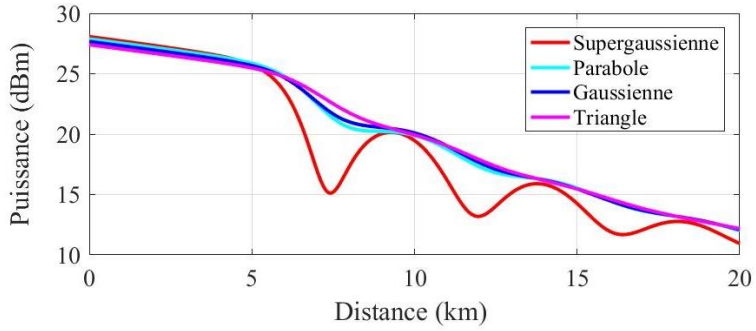


Figure 98 : Evolution de la puissance en fonction de la distance pour une impulsion bruitée de $200\ ns$, $29\ dBm$ de puissance crête et différents profils en intensité. La bande passante considérée est de $\Delta F_{filtre}^{num} = 100\ MHz$.

A l'inverse, pour une application nécessitant des résolutions spatiales plus fines, et donc des impulsions de quelques dizaines de nanosecondes, on peut se retrouver dans une configuration limitée par la SPM. **On cherche alors à privilégier des impulsions minimisant la variation de puissance pendant la durée d'impulsion en se rapprochant d'une impulsion rectangulaire idéale**.

Comme pour la MI, on peut regarder numériquement l'évolution de la puissance moyenne dans la fibre mais pour une impulsion plus courte de $50\ ns$ et une bande passante ΔF_{filtre}^{num} plus restrictive de $70\ MHz$. On filtre le bruit pour s'assurer de se placer dans une configuration limitée par la SPM. Les courbes issues de ce calcul sont présentées ci-dessous sur la Figure 99.

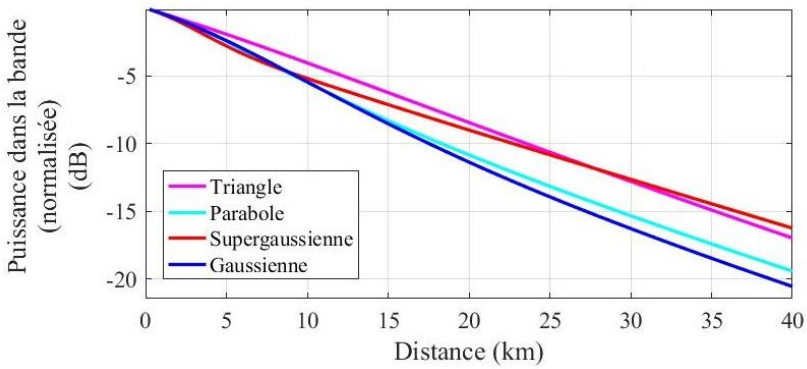


Figure 99 : Evolution de la puissance en fonction de la distance pour une impulsion filtrée de $50\ ns$, $29\ dBm$ de puissance crête et différents profils en intensité. La bande passante considérée est de $\Delta F_{filtre}^{num} = 70\ MHz$.

Pour minimiser les effets de la SPM à longue distance se sont les impulsions triangulaires et supergaussiennes qui sont à privilégier.

Rappel :
Comme vu précédemment, les configurations sont d'autant plus impactées par la SPM que les durées d'impulsions sont courtes. Idéalement, ces mesures auraient été faites expérimentalement sur des impulsions de $10\ ou\ 20\ ns$*, cependant nous travaillons ici dans la limite de notre montage, qui bien que limité en termes de respect de la consigne pour de faibles durées d'impulsions, nous a permis d'observer l'influence du profil en intensité sur l'élargissement spectral mesuré, déjà conséquent sur la* Figure 96*(b).*

Les résultats présentés dans cette partie montrent qu'**un choix judicieux de la modulation d'intensité de l'impulsion va effectivement influencer les performances de l'interrogateur à longue distance.**

IV.3. Conclusion

Dans ce chapitre, on s'est appliqué à utiliser toutes les ressources (notions, modèle numérique, moyens de caractérisation) étudiées dans les précédents chapitres afin d'évaluer un certain nombre de pistes de gestion des effets non linéaires. Ainsi, l'efficacité de ces potentielles solutions a été évaluée en s'appuyant sur des tests numériques puis expérimentaux, pour conclure sur l'intérêt de leur mise en place dans le cadre d'une mesure DAS.

Il a tout d'abord été montré qu'un **filtrage** bien choisi du bruit généré par l'amplification du signal peut efficacement **repousser le phénomène d'Instabilité Modulationnelle jusqu'à au moins** $\mathbf{50}\ \boldsymbol{km}$. Pour cela, le filtrage doit garantir une forte atténuation d'un maximum de fréquences présentes dans la bande de gain de MI par sa forme et sa largeur de bande. D'après nos résultats, il est conseillé de choisir un filtre d'une bande passante **au moins inférieure à** $\mathbf{10}\ \boldsymbol{GHz}$ pour réduire efficacement la MI. Cette solution a pour avantage considérable qu'elle est **facilement intégrable dans tous types d'interrogateur DAS** sans ajouter de contrainte de traitement ou de modification de la ligne optique. Les résultats obtenus à partir du DAS commercial utilisé montrent que dans une configuration uniquement limitée par la MI à haute puissance, l'ajout d'un filtrage étroit peut **augmenter la portée d'au moins une dizaine de kilomètres (à 50 km)**.

Dans un second temps, l'influence de la modulation d'intensité puis de la modulation de la phase a été discutée. Pour s'émanciper du seul profil accessible sur le DAS commercial, un banc de génération d'impulsions a été mis en place. La modulation de l'impulsion injectée dans la fibre peut alors être totalement choisie en amont via une routine Matlab créant un fichier de points de consigne pour le modulateur acoustique utilisé.

L'influence uniquement de **la modulation d'intensité** a alors été étudiée afin de compléter les travaux de la référence [46]. Grâce à la caractérisation du spectre des impulsions, nous avons analysé l'évolution du signal transmis dans la fibre selon son profil en intensité initial. Les formes d'impulsions testées sont : **la supergaussienne, la gaussienne, la parabole et le triangle**. Ces mesures ont permis de vérifier expérimentalement qu'à durée d'impulsion égale, les différentes formes testées **sont toutes sensibles aux effets de MI et de SPM** mais pas de la même façon. L'impulsion **quasi rectangulaire minimise l'élargissement spectral de la SPM** : la modulation de phase ne s'applique que pendant les variations de puissance optique liées aux temps de montée. Par contre, les impulsions **gaussiennes et triangulaires sont à privilégier lorsqu'il s'agit de minimiser la MI**.

Conclusion générale

Les interrogateurs DAS représentent aujourd'hui une technologie aboutie exploitant la sensibilité de la fibre optique aux perturbations extérieures afin de détecter efficacement la présence de contraintes et de signaux acoustiques. Le développement fulgurant qu'ont connu les capteurs à fibre optique distribués ces dix dernières années et l'intérêt scientifique vif qu'ils continuent de générer témoignent de leur grande pertinence pour une multitude de domaines industriels.

Ce capteur repose sur l'utilisation de méthodes de réflectométrie optique, dont le principe est de détecter en entrée de la fibre la lumière rétrodiffusée par diffusion élastique Rayleigh. La méthode plébiscitée pour les applications de longue portée consiste à injecter dans une fibre une impulsion laser puis de mesurer les variations de la puissance rétrodiffusée en fonction du temps. Ainsi, grâce à la vitesse de la lumière dans le milieu, on obtient une trace de rétrodiffusion en fonction de la position dont les caractéristiques renseignent sur les propriétés de la ligne optique sondée. Lorsqu'une source laser très cohérente est utilisée, la puissance mesurée est sensible aux variations de phase du signal, elles-mêmes modulées par des variations d'indice de réfraction et de longueurs de fibre induites par la présence de contraintes. On parle alors de réflectométrie optique dans le domaine temporel sensible à la phase (φ-OTDR).

La limite en portée de ce type d'interrogateur réside dans le faible niveau de signal rétrodiffusé en fin de fibre, trop faible par rapport au bruit du système de détection. Pour augmenter l'intensité détectée, et donc le rapport signal à bruit, la solution la plus naturelle consiste à augmenter la durée ou la puissance crête de l'impulsion utilisée. Néanmoins, cette durée, de l'ordre de plusieurs dizaines de nanosecondes, conditionne en fait la résolution spatiale, de l'ordre de plusieurs mètres. Augmenter la durée d'impulsion affecte donc directement les performances du capteur. La puissance crête des impulsions est quant à elle limitée par une puissance seuil d'émergence d'effets non linéaires qui nuisent à la mesure. Il existe donc un compromis propre aux capteurs acoustiques distribués, entre rapport signal à bruit et résolution spatiale. A ce jour, un interrogateur DAS basé sur l'analyse de la rétrodiffusion Rayleigh peut sonder jusqu'à $50\ km$ de fibre pour des résolutions spatiales de l'ordre du mètre.

Pour contourner ce compromis, les performances des interrogateurs actuels sont d'abord assurées par des montages de détection et traitement de la donnée sophistiqués. Utiliser des modules d'amplification optiques constitue ensuite la solution la plus efficace pour augmenter d'avantage la portée. En intervenant dans la ligne optique pour amplifier localement le signal en plusieurs positions, la longueur de fibre sondée peut aujourd'hui atteindre plusieurs centaines de kilomètres. Des propositions de modulations complexes du signal sont également considérées. Face à ces solutions qui complexifient fortement le montage et donc le coût de la mesure, l'objectif de cette thèse est d'étudier la gestion des effets non linéaires comme une solution à l'augmentation de la puissance optique injectée et donc à l'allongement de la portée.

Ainsi, nous avons commencé nos travaux de recherche par l'implémentation d'un modèle numérique de propagation d'impulsion, basé sur la résolution de l'Equation Non Linéaire de Schrödinger (NLSE). La NLSE régit l'évolution d'un signal optique en présence des effets d'atténuation, de dispersion et de non linéarité de la fibre. Le code utilisé repose sur l'utilisation de la méthode de Fourier à Pas Divisé (SSFM) bien connue dans les applications de guide d'onde. Le modèle numérique mis en place permet ainsi d'étudier les phénomènes mis en jeu dans la propagation des impulsions dans la fibre lors d'une mesure DAS. Les résultats du modèle, alliés au travail bibliographique, permettent de confirmer la présence de deux effets non linéaires limitant la puissance du signal à longue distance : l'Instabilité Modulationnelle (MI) et l'Auto-Modulation de Phase (SPM).

Le phénomène considéré comme l'effet non linéaire le plus limitant dans les applications DAS est la MI. Elle se caractérise dans son régime linéaire comme une augmentation progressive du bruit contenu dans l'impulsion, allié à une déplétion de la puissance dans la porteuse. En pratique, dans une mesure DAS, l'impulsion est bruitée par l'utilisation d'amplification optique dans le bloc de génération qui engendre un certain niveau d'ASE, caractérisé par un rapport signal à bruit optique (OSNR). Au-delà d'une certaine longueur de fibre, la puissance contenue dans le bruit devient comparable à la puissance de la porteuse et les échanges d'énergie deviennent non linéaires. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet Fermi Pasta Ulam et se caractérise par un échange réversible de la puissance entre le bruit et la porteuse. Le deuxième effet auquel nous nous sommes intéressés dans cette thèse est la SPM. La dépendance de l'indice effectif de la fibre en présence de fortes variations de puissance optique, appelé effet Kerr, engendre une modulation de la phase du signal par son propre profil d'intensité. La SPM désigne l'évolution de cette phase non linéaire au fil de la propagation. Elle engendre une variation de la fréquence instantanée d'autant plus grande que la distance de fibre parcourue est importante.

Pour confirmer les tendances numériques, une succession de protocoles expérimentaux de caractérisation de ces effets non linéaires ont été mis en place à partir d'un interrogateur DAS commercial basé sur la technologie φ-OTDR. La caractérisation du signal impulsionnel en transmission est faite via des mesures de spectres. D'abord, elles sont réalisées à l'analyseur de spectre optique pour rendre compte de l'augmentation importante du bruit liée à la présence de MI. Ensuite, des mesures à l'analyseur de spectre électrique après détection auto-hétérodyne rendent compte de l'élargissement spectral induit par SPM. Pour chaque configuration d'impulsion considérée, l'opérateur peut à travers ces mesures conclure quant à l'effet non linéaire limitant. Il apparait que la MI est d'autant plus critique que les impulsions sont longues et bruitées et que les impulsions courtes, se rapprochant davantage de la gaussienne, vont être particulièrement sensibles à la variation de fréquence instantanée induite par la SPM.

L'influence de la présence de ces effets est ensuite analysée sur des données DAS. Les résultats présentés, issus de mesure de puissance rétrodiffusée mais aussi de bruit sur la phase, sont confrontés aux résultats numériques. D'une part, ils permettent de confirmer que la présence du bruit d'ASE engendre à forte puissance une augmentation conséquence du bruit qui s'accompagne d'une augmentation des pertes mesurées et de zones d'extinction. Les performances du capteur sont ainsi fortement détériorées par la présence d'Instabilité Modulationnelle. Quant à la SPM, elle se traduit dans une mesure DAS par une dépendance des performances à la bande passante de détection choisie. Lorsque cette bande passante est plus petite que l'élargissement spectral induit par SPM une partie du signal rétrodiffusé est perdu. Cette dépendance est particulièrement observée lorsque de fines résolutions spatiales sont paramétrées et donc de courtes impulsions utilisées.

Le travail mené jusque-là a donc permis d'identifier le bruit d'ASE comme un paramètre critique favorisant grandement la MI et donc l'augmentation des pertes et du bruit de l'impulsion à longue distance. La forme et la durée de l'impulsion, paramètres de la modulation d'intensité, participent activement à la forme de la modulation de la phase provoquée par la SPM. Face à ces résultats, il apparaît que le contrôle de ces différents paramètres critiques peut permettre de diminuer les effets non linéaires de SPM et de MI, pour espérer améliorer les performances d'un interrogateur DAS à longue distance. Les derniers travaux de recherche de cette thèse se sont donc focalisé à évaluer l'intérêt et la faisabilité de différentes solutions de gestion de la MI et de la SPM, à travers des tests numériques préalables et des mesures suivant les protocoles de caractérisation déjà utilisés.

En premier lieu, nous avons constaté que le filtrage étroit du bruit d'ASE en sortie du bloc de génération de l'interrogateur permet de réduire efficacement la MI pour les puissances optiques testées. Pour des configurations de durées et de formes d'impulsion exclusivement sensibles à la MI, les mesures

de puissance rétrodiffusée et de plancher de bruit montrent que le filtre ultra-étroit utilisé permet d'allonger la portée d'un interrogateur d'une dizaine de kilomètres à $50\,km$, à condition que la sélectivité du filtre soit suffisante.

Ensuite, la mise en place de notre propre banc de génération d'impulsion, nous a permis d'avoir un contrôle total de la forme d'onde injectée dans la fibre. Ainsi, nous avons pu quantifier l'importance de la modulation d'intensité dans l'établissement des effets non linéaires. A durée d'impulsion égale, les mesures de spectres ont montré que le choix du profil en intensité influence effectivement la MI mais surtout la SPM. Ainsi, toutes les formes d'impulsions testées (supergaussienne, gaussienne, triangle et parabole) sont plus ou moins sensibles à la MI lorsque les impulsions sont bruitées, tandis que l'impulsion supergaussienne est d'avantage immunisée aux effets de SPM.

Pistes de prolongement du travail

Face à l'ensemble de ces résultats, plusieurs études dans la continuité de ces travaux de recherche peuvent être envisagées. D'ailleurs, certaines de ces perspectives ont déjà été évoquées dans le manuscrit.

Le filtrage étroit du bruit peut être appliqué à des configurations d'impulsion limitées par la MI. Afin de maximiser l'effet de cette solution, on doit s'émanciper au maximum des contraintes de SPM et utiliser des impulsions aussi proches d'un créneau idéal que possible. Il faut également s'assurer de minimiser le bruit en privilégiant un fort taux d'extinction. Le montage qui serait à tester serait donc composé d'une modulation d'intensité via l'utilisation de modulateurs électro-optiques (EOM) ou amplificateur à semi-conducteur (SOA), aux temps de montée/descente rapides, placé en cascade avec un ou plusieurs autres modulateurs acousto-optiques, afin de bénéficier non seulement du décalage en fréquence mais également d'un meilleur taux d'extinction. En mettant en place ce montage, l'utilisation optimale du filtre pourrait être testée afin de déterminer le gain maximal en portée qui pourrait être assuré par cette solution.

Enfin, les différentes solutions de gestion des effets non linéaires de MI et de SPM, discutées dans cette thèse, pourraient être combinées à des solutions plus classiques pour améliorer encore davantage la portée de l'interrogateur. On peut par exemple imaginer combiner le filtrage étroit du bruit d'amplification à l'utilisation de plusieurs EDFA en cascade, ou encore, associer un changement de profil de l'impulsion, au filtrage du bruit et l'amplification Raman distribuée pour voir la distance maximale qui peut être atteinte sans répéteur et donc, sans intervention sur la ligne optique. Résoudre parallèlement la problématique de réduction de la bande passante utile du capteur, liée à l'allongement de la portée, pourrait alors être un sujet intéressant.

Références

[1] C. K. Kirkendall et A. Dandridge, « Overview of high performance fibre-optic sensing », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 37, nº 18, p. R197, 2004.

[2] A. H. Hartog, *An introduction to distributed optical fibre sensors*. CRC press, 2017.

[3] J. L. Santos et F. Farahi, *Handbook of optical sensors*. Crc Press, 2014.

[4] J. Cole, C. Kirkendall, A. Dandridge, G. Cogdell, et T. Giallorenzi, « TWENTY-FIVE YEARS OF INTERFEROMETRIC FIBER OPTIC ACOUSTIC SENSORS AT THE NAVAL RESEARCH LABORATORY », *J. Wash. Acad. Sci. Wash. C*, p. 40, nov. 2004.

[5] G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*. John Wiley & Sons, 2012.

[6] M. JOINDOT et I. JOINDOT, « Systèmes de transmission sur fibre optique », *Tech. Ing. Télécoms*, nº TE7115, p. TE7115–1, 1999.

[7] P. Lu *et al.*, « Distributed optical fiber sensing: Review and perspective », *Appl. Phys. Rev.*, vol. 6, nº 4, p. 041302, 2019, doi: 10.1063/1.5113955.

[8] P. Clement, « Solutions aux limites des interrogateurs B-OTDR pour la surveillance d'infrastructures: augmentation de la portée de mesure et décorrélation des paramètres de température et de déformation », PhD Thesis, Institut Polytechnique de Paris, 2020.

[9] I. Planes, « Performances des capteurs à fibres optiques basés sur les diffusions Brillouin, Rayleigh et Raman en environnement sévère », PhD Thesis, Université de Lyon, 2019.

[10] P. Lecoy, « Mesures sur fibres optiques », *Tech. Ing.*, 2018.

[11] Y. Shang *et al.*, « Research progress in distributed acoustic sensing techniques », *Sensors*, vol. 22, nº 16, p. 6060, 2022.

[12] A. Hartog, O. Kotov, et L. Liokumovich, « The optics of distributed vibration sensing », in *Second EAGE Workshop on Permanent Reservoir Monitoring 2013–Current and Future Trends*, European Association of Geoscientists & Engineers, 2013, p. cp–351.

[13] C. Zhang et F. Ito, « Recent progress of fiber diagnostic technologies for optical fiber networks: distributed fiber sensing and fiber characterization », *Metro Data Cent. Opt. Netw. Short-Reach Links V*, vol. 12027, p. 89–104, 2022.

[14] J. C. Juarez, E. W. Maier, K. N. Choi, et H. F. Taylor, « Distributed fiber-optic intrusion sensor system », *J. Light. Technol.*, vol. 23, nº 6, p. 2081–2087, 2005.

[15] E. Ip, A. P. T. Lau, D. J. Barros, et J. M. Kahn, « Coherent detection in optical fiber systems », *Opt. Express*, vol. 16, nº 2, p. 753–791, 2008.

[16] L. B. Liokumovich, N. A. Ushakov, O. I. Kotov, M. A. Bisyarin, et A. H. Hartog, « Fundamentals of optical fiber sensing schemes based on coherent optical time domain reflectometry: Signal model under static fiber conditions », *J. Light. Technol.*, vol. 33, nº 17, p. 3660–3671, 2015.

[17] H. Izumita, S. -i. Furukawa, Y. Koyamada, et I. Sankawa, « Fading noise reduction in coherent OTDR », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, nº 2, p. 201-203, 1992, doi: 10.1109/68.122361.

[18] L. Xiao, Y. Wang, Y. Li, Q. Bai, X. Liu, et B. Jin, « Polarization Fading Suppression for Optical Fiber Sensing: A Review », *IEEE Sens. J.*, vol. 22, nº 9, p. 8295-8312, 2022, doi: 10.1109/JSEN.2022.3161075.

[19] C. Liang, Q. Bai, M. Yan, Y. Wang, H. Zhang, et B. Jin, « A Comprehensive Study of Optical Frequency Domain Reflectometry », *IEEE Access*, vol. 9, p. 41647-41668, 2021, doi: 10.1109/ACCESS.2021.3061250.

[20] Luna Innovations Inc., « How OFDR is Redefining Optical Component Characterization », 2020. [En ligne]. Disponible sur: https://lunainc.com/sites/default/files/assets/files/resource-

library/How%20OFDR%20is%20Redefining%20Optical%20Component%20Characterization%20Apr2020.pdf

[21] Z. Ding *et al.*, « Compensation of laser frequency tuning nonlinearity of a long range OFDR using deskew filter », *Opt Express*, vol. 21, nº 3, p. 3826–3834, févr. 2013, doi: 10.1364/OE.21.003826.

[22] G. Arpison, « Nouvelle stratégie de mesure d'ondes acoustiques par capteur à fibre optique distribué », PhD Thesis, Université Grenoble Alpes [2020-....], 2021.

[23] J. Pastor-Graells, H. F. Martins, A. Garcia-Ruiz, S. Martin-Lopez, et M. Gonzalez-Herraez, « Single-shot distributed temperature and strain tracking using direct detection phase-sensitive OTDR with chirped pulses », *Opt Express*, vol. 24, nº 12, p. 13121–13133, juin 2016, doi: 10.1364/OE.24.013121.

[24] J. Xiong, Z. Wang, Y. Wu, Y. Chen, J. Li, et Y. Rao, « High performance CP-ΦOTDR utilizing the negative band », in *Optical Fiber Sensors*, Optica Publishing Group, 2018, p. FB5.

[25] E. Ip *et al.*, « DAS over 1,007-km Hybrid Link with 10-Tb/s DP-16QAM Co-propagation using Frequency-Diverse Chirped Pulses », in *2022 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, 2022, p. 1-3.

[26] K. Kishida *et al.*, « Development of real-time time gated digital (TGD) OFDR method and its performance verification », *Sensors*, vol. 21, nº 14, p. 4865, 2021.

[27] SEAFOM, « Measuring Sensor Performance, DAS Parameter Definitions and Tests », 2018, *Epsom UK*.

[28] Renaud Gabet, « Capteurs à fibre distribués (Distributed Optical Fiber Sensors) ». [En ligne]. Disponible sur: https://perso.telecom-paristech.fr/gabet/index.php?P=TELECOM203

[29] Y. Li *et al.*, « Phase demodulation methods for optical fiber vibration sensing system: A review », *IEEE Sens. J.*, vol. 22, nº 3, p. 1842–1866, 2021.

[30] M. Ren, P. Lu, L. Chen, et X. Bao, « Theoretical and Experimental Analysis of $\backslashPhi $-OTDR Based on Polarization Diversity Detection », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, nº 6, p. 697–700, 2015.

[31] P. M. Becker, A. A. Olsson, et J. R. Simpson, *Erbium-doped fiber amplifiers: fundamentals and technology*. Elsevier, 1999.

[32] A. Naji *et al.*, « Review of Erbium-doped fiber amplifier », *Int. J. Phys. Sci.*, vol. 6, nº 20, p. 4674–4689, 2011.

[33] C. Fan *et al.*, « 300 km ultralong fiber optic DAS system based on optimally designed bidirectional EDFA relays », *Photonics Res.*, vol. 11, nº 6, p. 968–977, 2023.

[34] E. Rønnekleiv *et al.*, « Range-scalable distributed acoustic sensing<? pag\backslashbreak?> with EDFA repeaters demonstrated over 2227 km », *Opt. Lett.*, vol. 50, nº 1, p. 25–28, 2024.

[35] M. A. Allousch, R. Crickmore, B. Marx, et T. Jostmeier, « Extended range of repeaterless distributed acoustic sensing with coherent OTDR interrogators utilising optical amplification », in *European Workshop on Optical Fibre Sensors (EWOFS 2023)*, SPIE, 2023, p. 248–251.

[36] M. N. Islam, « Raman amplifiers for telecommunications », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, nº 3, p. 548–559, 2002.

[37] H. F. Martins, S. Martín-López, P. Corredera, M. L. Filograno, O. Frazao, et M. Gonzalez-Herráez, « Phase-sensitive optical time domain reflectometer assisted by first-order Raman amplification for distributed vibration sensing over> 100 km », *J. Light. Technol.*, vol. 32, nº 8, p. 1510–1518, 2014.

[38] J. Nuño, H. F. Martins, S. Martin-Lopez, J. D. Ania-Castañon, et M. Gonzalez-Herraez, « Distributed sensors assisted by modulated first-order Raman amplification », *J. Light. Technol.*, vol. 39, nº 1, p. 328–335, 2020.

[39] J. Nuño, S. Martin-Lopez, J. D. Ania-Castañón, M. Gonzalez-Herraez, et H. F. Martins, « Virtual transparency in ϕ-OTDR using second order Raman amplification and pump modulation », *Opt. Express*, vol. 29, nº 22, p. 35725–35734, 2021.

[40] P. Li *et al.*, « Pulse coding in distributed optical fiber vibration sensor: A review », *IEEE Sens. J.*, vol. 21, nº 20, p. 22371–22387, 2021.

[41] D. Chen, Q. Liu, et Z. He, « 108-km Distributed Acoustic Sensor With 220-p$\varepsilon /\surd$Hz Strain Resolution and 5-m Spatial Resolution », *J. Light. Technol.*, vol. 37, nº 18, p. 4462-4468, 2019, doi: 10.1109/JLT.2019.2901276.

[42] M. V. Ionescu et S. Desbruslais, « Dynamic range of coherent optical time-domain reflectometer with Golay coded ASK probes », in *2017 European Conference on Optical Communication (ECOC)*, IEEE, 2017, p. 1–3.

[43] S. Guerrier, K. Benyahya, C. Dorize, E. Awwad, H. Mardoyan, et J. Renaudier, « Vibration detection and localization in buried fiber cable after 80km of SSMF using digital coherent sensing system with co-propagating 600Gb/s WDM channels », in *2022 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, IEEE, 2022, p. 1–3.

[44] C. Naveau, « Modulation instability and Fermi-Pasta-Ulam-Tsingou recurrences in optical fibres », PhD Thesis, Université de Lille (2018-2021), 2019.

[45] H. F. Martins, S. Martin-Lopez, P. Corredera, P. Salgado, O. Frazão, et M. González-Herráez, « Modulation instability-induced fading in phase-sensitive optical time-domain reflectometry », *Opt. Lett.*, vol. 38, nº 6, p. 872–874, 2013.

[46] M. R. Fernández-Ruiz, H. F. Martins, J. Pastor-Graells, S. Martin-Lopez, et M. Gonzalez-Herraez, « Phase-sensitive OTDR probe pulse shapes robust against modulation-instability fading », *Opt. Lett.*, vol. 41, nº 24, p. 5756–5759, 2016.

[47] M. A. Soto, M. Alem, W. Chen, et L. Thévenaz, « Mitigating modulation instability in Brillouin distributed fibre sensors », in *Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors*, SPIE, 2013, p. 560–563.

[48] Y. Zhang, Q. Zhu, Y. Lu, Z. Meng, et X. Hu, « Suppression of Modulation Instability Induced Phase Noise in the Long-Haul Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometry », *Sensors*, vol. 22, nº 21, p. 8190, 2022.

[49] F. Cunzheng *et al.*, « Modulation instability suppression for fiber optic DAS assisted with dual wavelength lasers », in *CLEO: Science and Innovations*, Optica Publishing Group, 2022, p. JW3B–92.

[50] F. Audo, S. Boscolo, J. Fatome, B. Kibler, et C. Finot, « Elimination de l'auto-modulation de phase dans un amplificateur à fibre », in *37èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2017)*, 2017.

[51] G. Veith, « Self-phase modulation in optical fibers », in *Advanced Optoelectronic Technology*, SPIE, 1988, p. 154–161.

[52] A. Alekseev, V. Vdovenko, B. Gorshkov, V. Potapov, et D. Simikin, « Contrast enhancement in an optical time-domain reflectometer via self-phase modulation compensation by chirped probe pulses », *Laser Phys.*, vol. 26, nº 3, p. 035101, 2016.

[53] G. P. Agrawal, « Nonlinear fiber optics », in *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, Springer, 2000, p. 195–211.

[54] R. Luebbers, F. P. Hunsberger, K. S. Kunz, R. B. Standler, et M. Schneider, « A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for dispersive materials », *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 32, nº 3, p. 222-227, 1990, doi: 10.1109/15.57116.

[55] S. Balac, A. Fernandez, F. Mahé, F. Méhats, et R. Texier-Picard, « The Interaction Picture method for solving the generalized nonlinear Schrödinger equation in optics », *ESAIM Math. Model. Numer. Anal.*, vol. 50, nº 4, p. 945–964, 2016.

[56] O. V. Sinkin, R. Holzlöhner, J. Zweck, et C. R. Menyuk, « Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems », *J. Light. Technol.*, vol. 21, nº 1, p. 61, 2003.

[57] G. M. Muslu et H. Erbay, « Higher-order split-step Fourier schemes for the generalized nonlinear Schrödinger equation », *Math. Comput. Simul.*, vol. 67, nº 6, p. 581–595, 2005.

[58] S. Balac et F. Mahé, « An Embedded Split-Step method for solving the nonlinear Schrödinger equation in optics », *J. Comput. Phys.*, vol. 280, p. 295–305, 2015.

[59] J. Fatome, « Propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion », PhD Thesis, Université de Bourgogne, 2004.

[60] Q. Z. Wang, Q. D. Liu, D. Liu, P. P. Ho, et R. R. Alfano, « High-resolution spectra of self-phase modulation in optical fibers », *J Opt Soc Am B*, vol. 11, nº 6, p. 1084–1089, juin 1994, doi: 10.1364/JOSAB.11.001084.

[61] Y. Zhang, Q. Zhu, Y. Lu, Z. Meng, et X. Hu, « Suppression of Modulation Instability Induced Phase Noise in the Long-Haul Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometry », *Sensors*, vol. 22, nº 21, p. 8190, 2022.

[62] G. Van Simaeys, P. Emplit, et M. Haelterman, « Experimental study of the reversible behavior of modulational instability in optical fibers », *JOSA B*, vol. 19, nº 3, p. 477–486, 2002.

[63] S. Singh et N. Singh, « Nonlinear effects in optical fibers: origin, management and applications », *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 73, p. 249–275, 2007.

[64] J. Pocholle, M. Papuchon, J. Raffy, et C. Puech, « Effets non linéaires dans les fibres optiques. Applications », *Rev. Phys. Appliquée*, vol. 21, nº 11, p. 673–681, 1986.

[65] S. P. Singh, R. Gangwar, et N. Singh, « Nonlinear scattering effects in optical fibers », *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 74, p. 379–405, 2007.

[66] H. Baytekin, F. Uyar, T. Kartaloglu, E. Ozbay, et I. Ozdur, « Investigation of the Modulation Instability Induced Optical Power Fading for φ-OTDR Sensor Systems », in *Optical Fiber Sensors*, Optica Publishing Group, 2022, p. Th4–52.

[67] Y. Aoki, K. Tajima, et I. Mito, « Input power limits of single-mode optical fibers due to stimulated Brillouin scattering in optical communication systems », *J. Light. Technol.*, vol. 6, nº 5, p. 710–719, 1988.

[68] H. Li et K. Ogusu, « Dynamic behavior of stimulated Brillouin scattering in a single-mode optical fiber », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, nº 11R, p. 6309, 1999.

[69] B. G. Gorshkov, D. E. Simikin, A. E. Alekseev, M. A. Taranov, K. M. Zhukov, et V. T. Potapov, « Brillouin-Scattering Induced Noise in DAS: A Case Study », *Sensors*, vol. 23, nº 12, p. 5402, 2023.

[70] M. Hamza et S. Tariq, « Split step fourier method based pulse propagation model for nonlinear fiber optics », in *2007 International Conference on Electrical Engineering*, IEEE, 2007, p. 1–5.

[71] S. Musetti, P. Serena, et A. Bononi, « On the accuracy of split-step Fourier simulations for wideband nonlinear optical communications », *J. Light. Technol.*, vol. 36, nº 23, p. 5669–5677, 2018.

[72] P. Healey, « Statistics of Rayleigh backscatter from a single-mode fiber », *IEEE Trans. Commun.*, vol. 35, nº 2, p. 210–214, 1987.

[73] P. Healey, « Fading in heterodyne OTDR », *Electron. Lett.*, vol. 20, nº 1, p. 30–32, 1984.

[74] X. Lu et P. J. Thomas, « Numerical modeling of Fcy OTDR sensing using a refractive index perturbation approach », *J. Light. Technol.*, vol. 38, nº 4, p. 974–980, 2020.

[75] M. Aktas, H. Maral, et T. Akgun, « A model-based analysis of extinction ratio effects on phase-OTDR distributed acoustic sensing system performance », in *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XXVI*, SPIE, 2018, p. 120–139.

[76] A. Masoudi et T. P. Newson, « Analysis of distributed optical fibre acoustic sensors through numerical modelling », *Opt. Express*, vol. 25, nº 25, p. 32021–32040, 2017.

[77] Y. Jiang *et al.*, « Modulation instability in long distance φ-OTDR system », *Opt. Fiber Technol.*, vol. 81, p. 103523, 2023.

[78] M. Alem, M. A. Soto, et L. Thévenaz, « Modelling the depletion length induced by modulation instability in distributed optical fibre sensors », in *23rd International Conference on Optical Fibre Sensors*, SPIE, 2014, p. 821–824.

[79] W. Chen, X. Hu, X. Zhang, et Z. Meng, « Initial appearance and maximum conversion of modulation instability in optical fiber », in *2016 15th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOCN)*, IEEE, 2016, p. 1–3.

[80] C. Mazzali, D. Grosz, et H. Fragnito, « Simple method for measuring dispersion and nonlinear coefficient near the zero dispersion wavelength of optical fibers », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, nº 2, p. 251–253, 1999.

ECOLE DOCTORALE

Titre : Mesures réparties par fibre optique longue distance

Mots clés : Mesure distribuée par fibre optique, rétrodiffusion Rayleigh, effets non linéaires, auto-modulation de phase, instabilité modulationnelle, méthode de Fourier à pas divisé

Résumé : Cette thèse propose une étude des effets non linéaires dans le but d'améliorer les performances de capteurs acoustiques distribués à fibre optique, technologie appelée DAS (Distributed Acoustic Sensing). La portée de ces interrogateurs DAS dépend directement de la puissance injectée, qui dicte le niveau de signal exploitable en bout de fibre. Mais au-delà d'une puissance seuil, on observe l'émergence d'effets non linéaires détériorant la mesure. L'objectif de cette thèse est non seulement d'étudier ces phénomènes limitants afin de comprendre les paramètres critiques, mais aussi, d'investiguer des solutions de gestion qui permettraient de repousser cette restriction en puissance.

Dans un premier temps, nous nous sommes concentrés sur la compréhension de l'évolution d'une impulsion laser dans une fibre optique au moyen de modèles analytiques et d'un modèle numérique de résolution de l'équation de Schrödinger.

Deux effets, l'Instabilité Modulationnelle (MI) et l'Auto-Modulation de Phase (SPM), apparaissent alors comme particulièrement contraignants pour les configurations d'impulsions utilisées en DAS. Ces premières observations sont ensuite confirmées par différentes mesures de caractérisation confrontées aux résultats numériques.

Enfin, deux solutions potentielles de gestion de la SPM et de la MI ont été testées numériquement et expérimentalement. Un filtrage optique bien choisi avant injection du signal permet d'augmenter efficacement la puissance seuil de la MI et le choix de la modulation d'intensité influence directement l'élargissement spectral induit par la SPM. Ainsi, le travail réalisé donne des pistes de réflexion quant à l'augmentation de la portée d'un interrogateur DAS par l'augmentation de la puissance en entrée.

Title : Long-distance distributed optical fiber measurements

Keywords : Distributed optical fiber sensing, Rayleigh backscattering, Nonlinear effects, self-phase modulation, Modulational Instability, Split Step Fourier Method

Abstract : This thesis proposes a detailed study of non-linear effects for the specific application of distributed acoustic sensing (DAS). The range of DAS interrogators depends on the injected optical power, dictating the signal level at the end of the fiber. However, nonlinear phenomena power thresholds limit the increase of input power. Therefore, the objective of our study is to investigate DAS measurements in the nonlinear regime to better understand this optical power restriction and identify critical parameters.

Firstly, we take an interest in theoretical description of the laser pulse evolution in the optical fiber through analytical and numerical models.

Results show that Modulation Instability (MI) and Self Phase Modulation (SPM) are the two most restricting phenomena for pulses configurations used in DAS. Then, we present experimental characterization of both effects, with several measurements which corroborate previous conclusions.

The last part of the study consists in testing two different solutions to manage MI and SPM via numerical and experimental measurements. First, it is shown that narrowband filtering of the probe pulse allows to increase MI power threshold. Then, appropriate pulse shaping influences the spectral broadening induced by SPM. In the end, the study discusses various approaches for nonlinear regime management allowing an injected power increase and therefore, an improvement of the interrogator sensing range.

Institut Polytechnique de Paris
91120 Palaiseau, France