

UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE
ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE (ED 352)

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE
Mention : Matière Condensée et Nanosciences

**PROPAGATION NON LINÉAIRE ET AMPLIFICATION
D'IMPULSIONS PICOSECONDES DANS DES FIBRES
MICROSTRUCTURÉES DOPÉES YTTERBIUM**

par

Simonette PIERROT

JURY

| | | |
|------------------------|----------------------------|---------------------------|
| Pr. Christophe FINOT | Université de Bourgogne | <i>Rapporteur</i> |
| Dr. Marc HANNA | Université Paris-Sud XI | <i>Rapporteur</i> |
| Pr. Jens LIMPERT | Université de Jena | <i>Examineur</i> |
| Dr. Philippe DELAPORTE | Université d'Aix-Marseille | <i>Directeur de thèse</i> |
| Dr. François SALIN | Eolite Systems | <i>Examineur</i> |
| Dr. Olivier UTÉZA | Université d'Aix-Marseille | <i>Président</i> |

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 15 |
| 1 Fondamentaux | 19 |
| 1.1 Equation de propagation | 19 |
| 1.2 Fibres optiques passives | 21 |
| 1.2.1 Modes guidés | 21 |
| 1.2.1.1 Fibres optiques à saut d'indice | 21 |
| 1.2.1.2 Fibres à cristal photonique | 23 |
| 1.2.2 Equation de Schrödinger non linéaire | 26 |
| 1.2.2.1 Impulsion laser | 27 |
| 1.2.2.2 Dispersion et non-linéarités | 28 |
| 1.2.2.3 Propagation | 31 |
| 1.3 Fibres optiques dopées | 35 |
| 1.3.1 Dopage aux ions Ytterbium | 35 |
| 1.3.2 Pompage par diode multimode | 36 |
| 1.3.3 Design de fibres pour le laser | 37 |
| 1.3.3.1 Fibres optiques à saut d'indice double gaine | 37 |
| 1.3.3.2 Fibres à cristal photonique double gaine | 38 |
| 1.4 Conclusion | 42 |
| 2 Amplification directe d'impulsions picosecondes | 47 |
| 2.1 Théorie de l'amplification - Modèle de Frantz-Nodvik | 47 |
| 2.1.1 Dynamique des populations | 47 |
| 2.1.2 Système de Frantz-Nodvik | 49 |
| 2.1.3 Régime d'extraction | 54 |
| 2.1.4 Dimensionnement de l'amplificateur | 56 |
| 2.2 Résultats expérimentaux | 58 |
| 2.2.1 Présentation de l'architecture laser et de ses éléments constitutants | 58 |
| 2.2.1.1 Architecture laser | 58 |
| 2.2.1.2 Oscillateur source | 59 |
| 2.2.1.3 Sélectionneur d'impulsions | 60 |
| 2.2.1.4 Fibres microstructurées et maintien de polarisation | 61 |
| 2.2.2 Amplification directe d'impulsions de 15ps | 63 |
| 2.2.2.1 Limites au dimensionnement | 63 |
| 2.2.2.2 Résultats d'amplification directe d'impulsions de 15ps | 66 |
| 2.2.2.3 Analyse | 71 |
| 2.2.3 Amplification directe d'impulsions de 27ps | 77 |
| 2.2.3.1 Choix des seuils | 77 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 2.2.3.2 | Résultats d'amplification directe laser 27ps | 77 |
| 2.2.3.3 | Analyse | 81 |
| 2.3 | Conclusion | 83 |
| 3 | Gestion de l'apport de phase non linéaire dans les amplificateurs à fibre | 87 |
| 3.1 | Impact de l'auto-modulation de phase | 88 |
| 3.1.1 | Facteur de qualité et puissance crête relative | 88 |
| 3.1.2 | Création de spectre sur des impulsions de 27ps | 90 |
| 3.1.3 | Compression | 92 |
| 3.2 | Contrôle de l'auto-modulation de phase | 96 |
| 3.2.1 | Amplificateurs à dérive de fréquence | 96 |
| 3.2.1.1 | Modulation de la phase spectrale | 96 |
| 3.2.1.2 | Modulation de l'intensité spectrale | 97 |
| 3.2.1.3 | Compensation de l'auto-modulation de phase par la disper- sion du troisième ordre | 98 |
| 3.2.2 | Amplificateurs sans étireur et propagation passive | 99 |
| 3.2.2.1 | Régime de propagation auto-similaire | 99 |
| 3.2.2.2 | Propagation en présence de dispersion positive et de non- linéarités | 102 |
| 3.3 | Application à notre étude | 104 |
| 3.3.1 | Mise en forme temporelle d'impulsions | 104 |
| 3.3.2 | Obtention d'un profil temporel parabolique | 105 |
| 3.4 | Conclusion | 107 |
| 4 | Amplification et compression d'impulsions mises en forme temporellement à partir d'oscillateurs à spectre fin | 113 |
| 4.1 | Etude du régime de propagation passive | 114 |
| 4.1.1 | Facteur de qualité selon l'énergie initiale d'impulsions de 15ps | 115 |
| 4.1.2 | Facteur de qualité selon la durée des impulsions initiales | 121 |
| 4.1.2.1 | Choix des longueurs de fibre passive à dispersion normale | 122 |
| 4.1.2.2 | Caractérisation des impulsions après propagation dans une fibre passive | 123 |
| 4.2 | Amplification et compression | 128 |
| 4.2.1 | Résultats expérimentaux | 128 |
| 4.2.1.1 | Amplification des impulsions de durée initiale 15ps | 129 |
| 4.2.1.2 | Amplification des impulsions de durée initiale 27ps | 132 |
| 4.2.1.3 | Amplification des impulsions de durée initiale 50ps | 134 |
| 4.2.2 | Analyse | 136 |
| 4.2.2.1 | Cas des impulsions de durée initiale 15ps | 137 |
| 4.2.2.2 | Cas des impulsions de durée initiale 27ps | 138 |
| 4.2.2.3 | Comparaison | 140 |
| 4.3 | Amélioration de la technique | 142 |
| 4.4 | Conclusion | 143 |
| | Conclusion et perspectives | 147 |

| | |
|---|------------|
| A Autocorrélateur et Cross-corrélateur | 155 |
| A.1 Principe | 155 |
| A.2 Montage | 157 |
| A.3 Etalonnage | 158 |
| A.3.1 Cross-corrélateur | 158 |
| A.3.2 Autocorrélateur | 160 |

Table des figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Section d'une fibre optique à saut d'indice de rayon a | 21 |
| 1.2 | Première fibre microstructurée [5] | 23 |
| 1.3 | Première fibre "hollow core" [6] | 23 |
| 1.4 | Section d'une fibre microstructurée à un trou manquant | 24 |
| 1.5 | Indice effectif de coeur | 25 |
| 1.6 | Indice effectif de gaine | 25 |
| 1.7 | Fréquence normalisée pour une fibre microstructurée à un trou manquant | 25 |
| 1.8 | Condition de fonctionnement monomode selon les paramètres λ , d et Λ pour une fibre microstructurée à un trou manquant | 26 |
| 1.9 | Intensité et spectre d'impulsions laser usuelles | 27 |
| 1.10 | Dispersion du second et troisième ordre en fonction de la longueur d'onde dans la silice | 29 |
| 1.11 | Dérive de fréquence induite par auto-modulation de phase sur une impulsion à profil temporel gaussien | 30 |
| 1.12 | Elargissement temporel induit par auto-modulation de phase sur une impulsion à profil temporel gaussien. | 31 |
| 1.13 | Evolution des profils temporel et spectral d'une impulsion gaussienne lors d'une amplification parabolique (a) échelle linéaire (b) échelle logarithmique | 34 |
| 1.14 | Structure quasi trois niveaux de l'ion Yb^{3+} dans une matrice de silice | 35 |
| 1.15 | Sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ion ytterbium dans une matrice de silice. | 36 |
| 1.16 | Fibre HF19 [40] | 40 |
| 1.17 | Fibre "Large Pitch" [45] | 40 |
| 1.18 | Qualité modale obtenue avec une fibre de type LPF telle que $\Lambda=60\mu\text{m}$ et $\phi_{mode}=105\mu\text{m}$ pour a) une puissance moyenne de sortie faible b) de 15W. D'après [49]. | 40 |
| 1.19 | Evolution de la qualité modale en fonction de la puissance moyenne dans deux fibres de type LPF telles que a) $\Lambda=45\mu\text{m}$ et $\phi_{coeur}=80\mu\text{m}$ et b) $\Lambda=60\mu\text{m}$ et $\phi_{coeur}=107\mu\text{m}$. D'après [52]. | 41 |
| 2.1 | Gain linéique restant après plusieurs passages d'impulsions de 50ps dans une fibre de 75cm pompée par 80W. | 52 |
| 2.2 | Evolution d'une impulsion de 50ps dans une fibre de 75cm pompée par 80W et énergie correspondante en régime permanent. | 52 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.3 | (a) Extraction ξ pour un dopage de $n_0=3.10^{25} \text{ m}^{-3}$ et une puissance de pompe de 80W en fonction de la longueur de fibre et de la puissance en entrée. (b) Extraction en fonction de la puissance d'entrée pour une fibre de 75cm. (c) Extraction en fonction de la longueur de fibre pour une puissance d'entrée de 5W. | 57 |
| 2.4 | Architecture de l'amplificateur laser | 58 |
| 2.5 | Autocorrélation (a) et spectre (b) expérimentaux des impulsions de 15ps. . . | 60 |
| 2.6 | Autocorrélation (a) et spectre (b) expérimentaux des impulsions de 27ps. . . | 60 |
| 2.7 | Seuils expérimentaux d'endommagement en surface de la silice fondue pure en fonction de la durée d'impulsion. D'après [8]. | 64 |
| 2.8 | Energies seuils caractérisant l'endommagement en surface pour des fibres de différents diamètres de coeur, et énergie seuil d'auto-focalisation. | 66 |
| 2.9 | Image de la face de sortie de la fibre 45/180. | 67 |
| 2.10 | Energie et puissance moyenne en fonction du taux de répétition en sortie d'une fibre barreau de type HF19 telle que $\phi_{coeur}=45\mu\text{m}$ et $\phi_{pompe}=180\mu\text{m}$, et pour une puissance pompe de 79W. | 67 |
| 2.11 | Energie et puissance moyenne en fonction du taux de répétition en sortie de l'amplificateur complet d'impulsions de 15ps. | 68 |
| 2.12 | Energie à 1MHz en fonction de la puissance pompe et évolution spectrale correspondante en sortie du premier étage d'amplification. | 69 |
| 2.13 | Energie à 1MHz en fonction de la puissance de pompe totale et évolution spectrale correspondante en sortie de l'amplificateur complet. | 69 |
| 2.14 | Qualité de faisceau en sortie de l'amplificateur complet à la puissance moyenne maximum pour plusieurs cadences. | 70 |
| 2.15 | Ajustement numérique des courbes expérimentales représentatives de l'énergie de sortie en fonction de la cadence dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 15ps. | 71 |
| 2.16 | Evolution du gain linéique g_0 , de l'énergie et du spectre dans les deux étages d'amplification à 3MHz. Légende figures (i) et (ii) : trait plein = Calcul Frantz-Nodvik, trait pointillé = Tendence exponentielle resp. linéaire. | 73 |
| 2.17 | Comparaison des spectres théorique et expérimental en sortie d'amplificateur complet, correspondant à une puissance de sortie de 65.4W à 3MHz. | 75 |
| 2.18 | Intégrale B en fonction de la cadence dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 15ps. | 76 |
| 2.19 | Image de la face de sortie de la fibre LPF30. | 77 |
| 2.20 | Energie et puissance moyenne de sortie en fonction du taux de répétition pour une fibre barreau de type LPF30 telle que $\phi_{coeur}=53\mu\text{m}$ et $\phi_{pompe}=170\mu\text{m}$, pour une puissance de pompe de 40W. | 78 |
| 2.21 | Energie et puissance moyenne de sortie en fonction du taux de répétition en sortie de l'amplificateur complet d'impulsions de 27ps. | 78 |
| 2.22 | Qualité de faisceau en sortie de l'amplificateur d'impulsions de 27ps à base de fibre de type LPF, à la puissance moyenne maximum pour deux cadences. | 79 |
| 2.23 | Autocorrélations expérimentales en sortie d'amplificateur à la cadence de 1MHz. | 80 |
| 2.24 | Energie de sortie à 1MHz en fonction de la puissance pompe et évolution spectrale correspondante dans le premier étage d'amplification. | 80 |
| 2.25 | Energie de sortie à 1MHz en fonction de la puissance pompe et évolution spectrale correspondante dans le second étage d'amplification, pour une puissance pompe dans le premier étage fixée à 40W. | 81 |

| | | |
|------|--|-----|
| 2.26 | Evolution du gain linéique g_0 , de l'énergie et du spectre dans les deux étages d'amplification à 1.5MHz. Légende figures (i) et (ii) : trait plein = Calcul Frantz-Nodvik, trait pointillé = Tendence exponentielle resp. linéaire. | 82 |
| 2.27 | Intégrale B en fonction de la cadence dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 27ps. | 83 |
| 3.1 | Courbes représentatives des fonctions f et g et facteur de qualité d'impulsions à profil temporel gaussien et supergaussiens d'ordre 2 et 5. | 89 |
| 3.2 | Profil et facteur de qualité d'une impulsion comprimée à partir d'une impulsion à profil temporel gaussien à spectre généré par auto-modulation de phase. (a) Profil temporel de l'impulsion comprimée (b) Courbes représentatives des fonctions f et g. | 89 |
| 3.3 | Profil temporel d'une impulsion de facteur de qualité 0.06 comparé à une impulsion à profil temporel gaussien pour la détermination de la puissance crête relative. | 90 |
| 3.4 | Spectre expérimental (a) Echelle linéaire, (b) Echelle logarithmique + ajustement. | 91 |
| 3.5 | (a) Profil temporel théorique des impulsions de 27ps et dérive de fréquence induite par auto-modulation de phase (b) Spectre et phase spectrale théoriques correspondants. | 91 |
| 3.6 | Trace PG FROG obtenue numériquement pour une impulsion à profil temporel gaussien de 27ps ayant vu 17π de déphasage non linéaire. | 92 |
| 3.7 | Schéma d'un compresseur à réseaux de diffraction. | 93 |
| 3.8 | Autocorrélation expérimentale en échelle logarithmique d'une impulsion comprimée à partir d'un oscillateur 27ps ayant subi 17π de déphasage non linéaire. | 94 |
| 3.9 | (a) Ajustement de la trace d'autocorrélation expérimentale d'une impulsion comprimée à partir d'un oscillateur 27ps ayant subi 17π de déphasage non linéaire. (b) Impulsion extraite de l'ajustement. | 94 |
| 3.10 | Evolution d'une impulsion comprimée selon la valeur d'intégrale B accumulée. (a) Profil temporel des impulsions comprimées, (b) facteur de qualité et puissance crête relative correspondants selon la valeur de l'intégrale B. | 95 |
| 3.11 | Montage optique 4f à dispersion nulle. D'après [11]. | 97 |
| 3.12 | Trace PG FROG obtenue numériquement pour une impulsion initialement gaussienne de largeur à mi-hauteur 500fs s'étant propagée dans 4m d'un milieu à gain. | 100 |
| 3.13 | Mise en forme temporelle d'impulsions de durée initialement 5.5ps dans 70m de fibre optique à dispersion positive. D'après [37]. | 102 |
| 3.14 | Fission d'une impulsion de puissance moyenne 500W après 2.5m de propagation dans de la fibre optique à dispersion positive. A gauche le profil temporel de l'impulsion, à droite le spectre correspondant. D'après [40]. | 103 |
| 3.15 | Profil temporels et dérive de fréquence résultant de l'auto-modulation de phase pour des impulsions (a) gaussienne (b) parabolique (c) supergaussienne d'ordre 15. | 105 |
| 4.1 | Cross corrélations et spectres expérimentaux en échelle logarithmique correspondant aux impulsions de durée initiale 15ps après propagation dans 150m de fibre passive à dispersion normale selon le nombre soliton (a) N=18 (b) N=28 (c) N=38 (d) N=48. | 117 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.2 | Ajustements des cross corrélations et spectre expérimentaux représentés en échelle linéaire, pour des impulsions de durée initiale 15ps après 150m de propagation dans de la fibre passive selon le nombre soliton (a) N=18 (b) N=28 (c) N=38 (d) N=48. | 118 |
| 4.3 | Compression des impulsions de durée initiale 15ps après 150m de propagation dans de la fibre passive selon le nombre soliton (a) N=18 (b) N=28 (c) N=38 (d) N=48. | 119 |
| 4.4 | Fonctions f et g des impulsions de durée initiale 15ps s'étant propagées dans 150m de fibre passive à dispersion normale après compression selon le nombre soliton (a) N=18 (b) N=28 (c) N=38 (d) N=48. | 121 |
| 4.5 | Traces PG FROG obtenues numériquement pour des impulsions de durée initiale 15ps après 150m de propagation dans de la fibre optique à dispersion normale (a) avant compression (b) après compression. | 123 |
| 4.6 | Caractérisation d'impulsions de durée initiale 27ps après 200m de propagation dans de la fibre passive à dispersion normale. (a) Cross-corrélation des impulsions après propagation dans la fibre passive à gauche, autocorrélation des impulsions comprimées expérimentales à droite, et ajustement numérique en échelle logarithmique. (b) Impulsions extraites des ajustements. (c) Traces PG FROG obtenues numériquement correspondantes. | 124 |
| 4.7 | Caractérisation d'impulsions de durée initiale 50ps après 300m de propagation dans de la fibre passive à dispersion normale. (a) Cross-corrélation des impulsions, autocorrélation des impulsions comprimées expérimentales, et ajustement numérique en échelle logarithmique. (b) Impulsions extraites des ajustements. (c) Traces PG FROG obtenues numériquement. | 126 |
| 4.8 | Autocorrélations expérimentales d'impulsions comprimées à partir d'impulsions de nombres soliton 38, 64 et 138. Ligne pointillée : autocorrélation d'une impulsion au profil gaussien parfait. | 127 |
| 4.9 | Architecture de l'amplificateur à base de fibres microstructurées et disposant d'un étage de mise en forme temporelle des impulsions avant amplification. | 128 |
| 4.10 | Autocorrélations des impulsions comprimées à partir d'un prélèvement du signal amplifié pour différents niveaux d'énergie. (a) $4\mu\text{J}$ (b) $8\mu\text{J}$ (c) $14\mu\text{J}$ (d) $21\mu\text{J}$ | 130 |
| 4.11 | (a) Mesure de cross-corrélation des impulsions de durée initiale 15ps après mise en forme temporelle puis amplification. (b) Spectres expérimentaux correspondants. | 131 |
| 4.12 | Illustration d'un phénomène de modulations spectrales dans le cas de l'amplification d'impulsions de durée initiale 15ps mises en forme temporellement. | 132 |
| 4.13 | Autocorrélations des impulsions comprimées à partir d'un prélèvement du signal amplifié pour différents niveaux d'énergie. (a) $4\mu\text{J}$ (b) $9\mu\text{J}$ (c) $17\mu\text{J}$ (d) $29\mu\text{J}$ (e) $45\mu\text{J}$ (f) $60\mu\text{J}$ | 133 |
| 4.14 | (a) Mesure de cross-corrélation des impulsions de durée initiale 27ps après mise en forme temporelle puis amplification (b) Spectres expérimentaux correspondants. | 134 |
| 4.15 | Autocorrélations des impulsions comprimées à partir d'un prélèvement du signal amplifié pour différents niveaux d'énergie. (a) $4\mu\text{J}$ (b) $10\mu\text{J}$ (c) $18\mu\text{J}$ (d) $30\mu\text{J}$ (e) $46\mu\text{J}$ (f) $60\mu\text{J}$ | 135 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.16 | (a) Mesure de cross-corrélation des impulsions de durée initiale 50ps après mise en forme temporelle puis amplification (b) Spectres expérimentaux correspondants. | 136 |
| 4.17 | Répartition de l'énergie le long de la fibre déduite d'un ajustement numérique à partir du modèle de Frantz-Nodvik. (a) Premier étage d'amplification (b) Second étage d'amplification. | 137 |
| 4.18 | Répartition de l'énergie le long de la fibre déduite d'un ajustement numérique à partir du modèle de Frantz-Nodvik. (a) Premier étage d'amplification (b) Second étage d'amplification. | 138 |
| 4.19 | Ajustement du spectre expérimental des impulsions de 27ps mises en forme temporellement puis amplifiées jusqu'à $60\mu\text{J}$ | 139 |
| 4.20 | (a) Ajustement de l'autocorrélation expérimentale des impulsions comprimées à partir d'impulsions de 27ps mises en forme temporellement puis amplifiées jusqu'à $60\mu\text{J}$. (b) Profil temporel des impulsions comprimées déduit de l'ajustement. | 139 |
| 4.21 | Comparaison des profils temporels d'impulsions comprimées pour lesquelles l'impulsion initiale a été mise en forme temporellement avant amplification ou non. (a) Autocorrélations en échelle linéaire. (b) Autocorrélations en échelle logarithmique. | 141 |
| A.1 | Schéma de l'autocorrélateur et du cross-corrélateur. | 157 |
| A.2 | Autocorrélateur et cross-corrélateur réels. | 158 |
| A.3 | Calibration du cross-corrélateur. | 159 |
| A.4 | Calibration de l'autocorrélateur. | 160 |

Liste des tableaux

| | | |
|------|--|-----|
| 1.1 | Expressions analytiques pour quelques enveloppes temporelles usuelles | 27 |
| 1.2 | Valeurs limites de d/Λ assurant un fonctionnement infiniment monomode pour des fibres à un, trois et sept trous manquant. | 39 |
| 2.1 | Amplificateurs à fibre basés sur une architecture CPA travaillant en régime d'extraction et délivrant de fortes énergies. | 55 |
| 2.2 | Amplificateurs à fibre basés sur une architecture CPA travaillant sous le régime d'extraction et délivrant de fortes puissances moyennes. | 56 |
| 2.3 | Puissances d'entrée avant le premier étage d'amplification | 61 |
| 2.4 | Seuils d'endommagement de la silice fondue pure pour les trois durées d'impulsions 15, 27 et 50ps, d'après [8]. | 64 |
| 2.5 | Energies seuils d'auto-focalisation dans la silice pour les trois durées d'impulsions 15, 27 et 50ps | 65 |
| 2.6 | Distances caractéristiques d'auto-focalisation pour différentes fibres. | 65 |
| 2.7 | Gain en dB dans les deux étages d'amplification composés d'une fibre 45/180 et d'une fibre 85/200. | 68 |
| 2.8 | Caractérisation du régime d'extraction à 3MHz dans les deux étages d'amplification. | 74 |
| 2.9 | Valeurs d'intégrales B pour chaque cadence dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 15ps. | 75 |
| 2.10 | Gain en dB dans les deux étages d'amplification composés d'une fibre 45/180 et d'une fibre 85/200. | 79 |
| 2.11 | Caractérisation de l'amplificateur d'impulsions de 27ps à 1MHz. | 81 |
| 2.12 | Valeurs d'intégrales B pour chaque cadence dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 27ps. | 83 |
| 2.13 | Performances stabilisées obtenues dans le cadre de l'amplification directe d'impulsions de 15, 27 et 50ps. | 84 |
| 3.1 | Dispersion du second ordre appliquée à des impulsions de 27ps pour compenser la dérive de fréquence selon la valeur d'intégrale B. | 95 |
| 3.2 | Eléments d'état de l'art pour l'amplification parabolique dans des fibres dopées.101 | |
| 4.1 | Puissances initiales, énergies initiales, nombres soliton et longueurs caractéristiques de fission pour des impulsions de 15ps à 1030nm traversant une fibre optique à dispersion normale. | 115 |
| 4.2 | Nombres soliton et longueurs caractéristiques de fission pour des impulsions de 27 et 50ps de 2nJ à 1030nm se propageant dans une fibre optique à dispersion normale. | 122 |

| | | |
|-----|--|-----|
| 4.3 | Energie, longueur de fibre passive et nombre soliton retenus pour propager des impulsions de 15, 27 et 50ps. | 122 |
| 4.4 | Puissance et énergie en sortie d'amplificateur dans le cas de l'amplification d'impulsions de durée initiale 15ps à une cadence de 1MHz. | 129 |
| 4.5 | Puissance et énergie en sortie d'amplificateur dans le cas de l'amplification d'impulsions de durée initiale 27ps à une cadence de 500kHz. | 133 |
| 4.6 | Puissance et énergie en sortie d'amplificateur dans le cas de l'amplification d'impulsions de durée initiale 50ps à une cadence de 500kHz. | 135 |
| 4.7 | Energie et gain dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 15ps mises en forme temporellement. | 137 |
| 4.8 | Energie et gain dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 27ps mises en forme temporellement. | 138 |
| 4.9 | Caractéristiques d'impulsions amplifiées avec (b) ou sans (a) mise en forme temporelle préalable. | 140 |
| A.1 | Résultats de la calibration de l'autocorrélateur et du cross-corrélateur. | 160 |

Introduction

Intensivement étudié depuis son apparition en 1960, le laser est un outil qui a su trouver sa place au-delà du monde académique : ses performances uniques l'ont rendu indispensable dans nombre d'applications de la vie courante.

Les particularités les plus attractives du rayonnement laser sont la directivité de son émission, et le caractère quasi-monochromatique de son rayonnement.

La première permet de propager un faisceau laser sur de longues distances, et également de concentrer la lumière sur des cibles aux dimensions extrêmement réduites : on parle de cohérence spatiale de l'émission laser. Cette seule propriété trouve de nombreuses applications : les lecteurs de codes-barre, imprimantes laser, pointeurs laser en sont des exemples très répandus.

La seconde permet d'accorder la bande spectrale étroite de l'émission laser aux bandes d'absorption de certains matériaux, ce qui permet de déposer localement de l'énergie de manière contrôlée. Par ailleurs elle confère au rayonnement laser des propriétés de cohérence temporelle uniques, qui peuvent être exploitées notamment en interférométrie, ouvrant la voie à de très nombreuses applications dans le domaine de la mesure, pour la caractérisation de surfaces optiques, dans les capteurs de position à effet Sagnac, en spectrométrie, pour ne citer que quelques exemples.

Il existe aujourd'hui une très grande variété de sources laser. Les principales distinctions qui existent entre elles sont : la nature de l'émission, continue ou impulsionnelle, la bande spectrale dans laquelle le rayonnement est émis, qui comprend les domaines de l'infrarouge, du visible et des ultra-violets, et l'intensité du rayonnement émis.

Lorsque l'émission laser est de nature impulsionnelle, l'énergie est délivrée sous la forme d'impulsions caractérisées par leur puissance crête.

Les lasers impulsionnels sont très souvent utilisés pour des applications qui relèvent du domaine de l'interaction laser-matière. Lorsqu'un faisceau laser est focalisé sur un matériau, l'intensité au point focal peut dépasser le seuil d'endommagement du matériau, offrant la possibilité de graver, découper, percer le matériau. De très nombreux débouchés existent pour ces types de procédés dans les domaines industriel et médical.

Les phénomènes physiques en jeu dans l'interaction laser-matière dépendent généralement de l'intensité laser. L'optique non linéaire repose par exemple sur l'utilisation de champs électromagnétiques intenses, capables de modifier la réponse des atomes face au champ incident. L'accès aux fortes intensités passe par la réduction de la durée des impulsions. On peut ainsi distinguer différentes catégories d'application selon la durée des impulsions qu'elles nécessitent.

- Les impulsions brèves de durée inférieure à la picoseconde ($10^{-15} - 10^{-12}$ s) sont utilisées pour des applications où la zone impactée par le laser doit se limiter au volume irradié, notamment celles qui ne tolèrent aucune diffusion thermique autour de la zone de tir.

Dans le cadre de la chirurgie de l'oeil, des lasers de durée d'impulsion femtoseconde sont

utilisés pour découper une lamelle de cornée, ce qui permet de localiser la zone d'intervention en préservant les tissus situés autour.

Les lasers femtosecondes sont préférentiellement utilisés pour des applications nécessitant une très grande précision (impact localisé et netteté des bords de découpe), et également pour marquer des matériaux normalement transparents au rayonnement laser.

Tout phénomène d'endommagement est initié par l'absorption du rayonnement incident par les électrons présents dans le matériau. Naturellement un matériau diélectrique possède une très faible densité de porteurs libres ce qui le rend transparent au rayonnement laser. En présence des fortes intensités de focalisation atteintes avec des impulsions femtosecondes, les processus d'ionisation multiphotonique deviennent efficaces et permettent l'ionisation de matériaux diélectriques à fort gap, qui s'élève par exemple à 9eV pour la silice. La génération de porteurs engendrée sous irradiation femtoseconde rend ainsi le matériau capable d'absorber le rayonnement jusqu'à l'endommagement.

Cela présente un intérêt notable concernant les matériaux transparents dont le marquage par ailleurs s'avère délicat, notamment avec des méthodes mécaniques.

En revanche ces lasers sont moins indiqués lorsqu'il s'agit de discriminer un matériau devant un autre lors de l'ablation, comme c'est le cas par exemple avec la gravure sélective de couches minces. Ce procédé est utilisé en particulier pour graver les cellules photovoltaïques composées d'un empilement de matériaux de natures différentes (diélectriques, semi-conducteurs, métaux) telles que les cellules CiGS, où les différentes couches doivent pouvoir être gravées indépendamment les unes des autres. En régime d'interaction femtoseconde les processus d'absorption non linéaire sont importants, ce qui conduit à une uniformisation de la réponse des matériaux face à l'irradiation, et n'autorise donc pas la sélectivité des différentes couches.

- Les impulsions "longues", de durée nanoseconde (10^{-9} s), conduisent à une ablation d'origine thermique. L'énergie absorbée d'abord par les électrons est transmise au réseau par couplage électron-phonon, conduisant à un échauffement de la matière, à sa fusion puis à son évaporation. La zone affectée thermiquement autour de la cible sera d'autant plus importante que la durée de l'impulsion sera longue. Ces lasers supportant de fortes énergies sont utilisés pour la découpe, le marquage, la soudure, mais également pour des applications médicales nécessitant un important dépôt de chaleur telles que la photocoagulation, ou encore la chirurgie de la rétine.

Les bords de découpe par lasers nanosecondes peuvent présenter une zone fusionnée puis resolidifiée, qui témoignent de l'origine thermique de l'endommagement. Cela peut parfois constituer une limitation dans leur utilisation, notamment en micro-électronique où la matière fondue peut créer des courts-circuits préjudiciables. Malgré cela, les énergies atteintes sont souvent plus élevées que celles délivrées par des lasers femtosecondes, et la précision de découpe reste excellente devant des méthodes mécaniques.

- Les impulsions de durée intermédiaire, picosecondes (10^{-12} s), ont longtemps été moins étudiées que les précédentes. La transition entre un régime d'ablation dominé par l'absorption multiphoton et l'avalanche électronique et un régime dominé par des processus thermiques s'effectue pour des durées d'impulsions autour de la dizaine de picosecondes, correspondant aux temps caractéristiques de relaxation électron-phonon.

Face à cette ambiguïté des mécanismes en jeu dans l'interaction laser-matériau pour ces durées d'impulsion, les lasers femtosecondes et nanosecondes, dont les effets sont mieux connus, peuvent sembler plus attractifs.

D'un point de vue industriel, ces lasers peuvent pourtant constituer un compromis intéressant entre les lasers femtosecondes, à l'architecture complexe et au coût élevé, et les lasers nanosecondes. D'ailleurs les procédés basés sur ces types de lasers sont de plus en plus étudiés, car ils constituent également un compromis du point de vue des utilisateurs.

Ainsi cette thèse a pour objet le développement de sources lasers innovantes délivrant des impulsions picosecondes de forte puissance moyenne, basées sur la technologie des fibres microstructurées rigides. Ces sources visent des applications industrielles d'interaction laser-matière, telles que l'ablation sélective de couches minces, la gravure de matériaux transparents, et le marquage de surface. Les taux de répétition élevés sont un atout afin d'augmenter les cadences de production industrielles, c'est pourquoi l'on cherchera à obtenir de fortes puissances moyennes.

Dans le premier chapitre de cette thèse nous présenterons la technologie des fibres microstructurées, et réaliserons un état de l'art concernant le développement de ces fibres. Des fibres monomodes dont le diamètre de coeur est supérieur à cent fois la longueur d'onde guidée existent à l'heure actuelle. Nous livrerons les étapes clefs du développement des fibres optiques ayant permis d'atteindre de telles propriétés.

Le second chapitre aborde la question de l'amplification directe d'impulsions picosecondes dans les fibres microstructurées. Les oscillateurs utilisés délivrent des impulsions de durées supérieures à 15ps. Les méthodes d'étirement classiques sont alors peu efficaces en vertu de la faible largeur spectrale des impulsions, inférieure à 0.1nm, et le recours au schéma classique d'amplification à dérive de fréquence devient moins évident. Nous étudierons d'un point de vue théorique et expérimental les performances et également les limitations caractérisant la technique de l'amplification directe.

Au vu des résultats obtenus en amplification directe, nous nous intéresserons dans le troisième chapitre aux différentes méthodes utilisées dans la communauté pour contrôler l'apport de phase non linéaire lors de l'amplification de signaux impulsions dans des fibres optiques. Nous nous inspirerons de cette étude pour définir une méthode de contrôle des effets non linéaires adaptée à notre cas.

Enfin dans le quatrième chapitre nous mettrons en oeuvre la méthode proposée, nous donnerons les résultats expérimentaux obtenus et effectuerons une analyse théorique qui permettra de valider l'architecture laser retenue, et également de proposer des pistes pour l'améliorer.

Chapitre 1

Fondamentaux

Dans ce chapitre nous introduirons les concepts de base du guidage dans les fibres optiques standards et microstructurées, ainsi que le formalisme employé pour décrire l'évolution d'une impulsion laser se propageant dans une fibre optique, qu'elle soit dopée ou non.

La pertinence de l'utilisation de fibres microstructurées pour la réalisation de lasers sera discutée, de même que leur design, le choix du dopant et du mode de pompage.

Les simulations présentées dans le reste de la thèse s'appuieront sur les concepts théoriques mis en place dans ce chapitre.

1.1 Equation de propagation

L'interaction entre un champ électromagnétique et un milieu matériel est décrite au moyen des équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.4)$$

Dans un matériau diélectrique tel qu'une fibre optique il n'y a ni charges ni courants libres : $\rho = 0$ et le vecteur densité de courant \mathbf{J} se réduit à :

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \quad (1.5)$$

où \mathbf{P} est le vecteur polarisation du milieu, qui va décrire la réponse des atomes face au champ incident.

L'équation de propagation de Helmholtz portant sur le champ \mathbf{E} est obtenue par combinaison des équations précédentes :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

Dans l'espace de Fourier, la polarisation s'écrit en fonction de la susceptibilité du milieu $\chi(\omega)$ selon :

$$\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) \quad (1.7)$$

On définit la fonction diélectrique ϵ_r :

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \chi(\omega) = n(\omega)^2 \quad (1.8)$$

L'équation de propagation passée dans l'espace de Fourier devient :

$$\Delta \tilde{\mathbf{E}} + k^2(\omega) \tilde{\mathbf{E}} = \tilde{\mathbf{0}} \quad (1.9)$$

où $k(\omega)$ est la constante de propagation donnée par la relation de dispersion $k(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}$.

Pour modéliser la propagation dans les fibres, on peut chercher une solution à cette équation de la forme[1] :

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp[i(\beta_0 z)] \quad (1.10)$$

où $F(x, y)$ est la distribution transverse du champ, $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$ la transformée de Fourier de l'enveloppe temporelle du champ à l'abscisse z centrée sur la pulsation $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$, et β_0 la constante de propagation.

Cette formulation aux variables séparées permet de traiter indépendamment la question de l'évolution temporelle d'une impulsion au cours de la propagation et celle de la répartition modale à une abscisse donnée.

Pour des impulsions dont la largeur à mi-hauteur est très grande devant la durée d'un cycle optique (ce qui est le cas pour une impulsion de durée picoseconde dans l'infrarouge), l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable est usuellement faite :

$$\left| \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2} \right| \ll \left| \beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} \right| \quad (1.11)$$

En injectant 1.10 dans l'équation 1.9 et en utilisant l'approximation précédente, on arrive à :

$$\frac{1}{F} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right) + k^2(\omega) - \beta_0^2 = -2i\beta_0 \frac{1}{\tilde{A}} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} \quad (1.12)$$

Les deux membres de cette équation dépendent de variables spatiales différentes, mais dépendent tous deux de ω . Ainsi ils sont égaux à une fonction notée g de ω , qui est en revanche indépendante de toutes coordonnées spatiales.

On pose :

$$g(\omega) = \tilde{\beta}^2(\omega) - \beta_0^2 \quad (1.13)$$

On en tire alors le jeu d'équations [1] :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + (k^2(\omega) - \tilde{\beta}^2(\omega))F = 0 \quad (1.14)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2(\omega) - \beta_0^2) \tilde{A} = 0 \quad (1.15)$$

La première équation 1.14 va permettre de déterminer les modes présents dans la fibre, et la seconde 1.15 d'étudier l'évolution du champ au cours de la propagation, notamment via l'équation de Schrödinger non linéaire qui en est issue. Ce dernier point sera abordé dans la section 1.2.2.3.

1.2 Fibres optiques passives

1.2.1 Modes guidés

L'étude des modes guidés dans une fibre optique est essentielle pour dimensionner des architectures de fibres dont le fonctionnement monomode est robuste dans les conditions d'utilisation. Ces conditions, parfois extrêmes en laser, requièrent de la part des expérimentateurs un dialogue continu avec les fabricants afin d'ajuster les paramètres clés du design des fibres qui assureront un fonctionnement monomode sur la plus grande plage possible d'utilisation des fibres. Ces questions sont toujours d'actualité aujourd'hui alors que l'on souhaite améliorer les performances des lasers à fibres en terme de puissance moyenne tout en conservant un fonctionnement monomode.

Nous donnerons ici quelques notions de base du guidage dans les fibres pour permettre au lecteur d'appréhender ce problème.

1.2.1.1 Fibres optiques à saut d'indice

Les fibres optiques à saut d'indice ont à la base été pensées pour transporter des signaux sur de longues distances. Bien que la notion de guide d'onde fût connue bien avant l'apparition du laser, c'est cette dernière qui a permis l'avènement des télécommunications sur fibres optiques, et a donc motivé la création de guides d'onde de plusieurs kilomètres accusant de faibles pertes en ligne. Le premier tirage concluant de fibre optique à saut d'indice a été réalisé en 1970 par des scientifiques de la société Corning [2].

Dans ces fibres, un premier cylindre de verre de quelques microns de diamètre et d'indice n_1 , le coeur, est entouré d'une seconde structure cylindrique d'indice n_2 , la gaine. Le signal est guidé dans le coeur par réflexion totale : l'indice n_1 est choisi tel que $n_1 > n_2$.

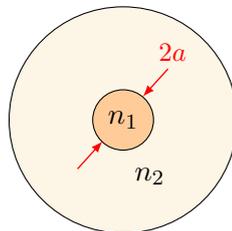


FIGURE 1.1 – Section d'une fibre optique à saut d'indice de rayon a

On définit deux des grandeurs les plus utilisées pour caractériser les fibres optiques, l'ouverture numérique (ON) d'une part, et la fréquence normalisée V d'autre part :

$$ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.16)$$

$$V = a \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.17)$$

L'intérêt de ces grandeurs apparaît lors de l'étude des modes guidés dans cette structure de fibre optique à saut d'indice, pour laquelle on reprend l'équation 1.14 qui porte sur la distribution transverse du champ $F(x,y)$. Le rayon du coeur est noté a .

Considérant la symétrie du guide d'onde, on réécrit l'équation en coordonnées cylindriques :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} + (k_0^2 n_1^2 - \beta_0^2) F &= 0, & r \leq a \\ \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} + (k_0^2 n_2^2 - \beta_0^2) F &= 0, & r \geq a \end{aligned}$$

On introduit les constantes de propagation transverses normalisées :

$$\begin{aligned} u &= a \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta_0^2} && \text{dans le coeur} \\ w &= a \sqrt{\beta_0^2 - k_0^2 n_2^2} && \text{dans la gaine} \end{aligned}$$

La démarche de résolution de ces équations étant bien connue [3], on écrit directement les solutions :

$$F = \begin{cases} F_0 J_l \left(\frac{u r}{a} \right) \cos(l\phi), & r \leq a \\ F_0 K_l \left(\frac{w r}{a} \right) \cos(l\phi), & r \geq a \end{cases} \quad (1.18)$$

où J_l et K_l sont les fonctions de Bessel de première et seconde espèce d'ordre l , J_l permettant de décrire les variations radiales des modes dans le coeur, et K_l leur décroissance dans la gaine à mesure que r croît.

L'équation de propagation doit être résolue de manière similaire pour le champ magnétique H , afin de décrire complètement le champ électromagnétique dans la fibre.

La continuité des composantes tangentielles de \mathbf{E} et \mathbf{H} à l'interface coeur/gaine permet notamment d'obtenir une relation importante [4] :

$$u \frac{J_{l-1}(u)}{J_l(u)} = -w \frac{K_{l-1}(w)}{K_l(w)} \quad (1.19)$$

Il s'agit d'une équation transcendante dont les racines, obtenues graphiquement, permettent de déterminer u et w , desquels on peut déduire la constante de propagation β_0 .

Pour chaque valeur de l on note m le nombre de solutions à 1.19, qui correspond au nombre de modes guidés dans la fibre. Ceux-ci sont nommés LP_{lm} .

La fréquence normalisée V est liée aux constantes de propagation normalisées u et w par : $V = \sqrt{u^2 + w^2}$. Comme V est un paramètre fixe pour une fibre donnée, la constante de propagation u de la lumière dans le coeur n'est qu'une fonction de w . Des variations de u en fonction de w on constate que u est maximum et vaut V pour $w = 0$. Ainsi tous les modes tels que $u < V$ existent.

On définit la fréquence de coupure V_c comme la plus petite valeur de V pour laquelle la fibre supporte le mode LP_{lm} correspondant. Pour obtenir les fréquences de coupure V_c des modes LP_{lm} il suffit alors de prendre $w=0$ et de remplacer dans l'équation 1.19 :

$$V_c \frac{J_{l-1}(V_c)}{J_l(V_c)} = 0 \quad (1.20)$$

Le cas $V_c=0$ est satisfait seulement pour $l=0$ et correspond donc au mode fondamental LP_{01} uniquement (fonction J_{-1}).

Si $V_c \neq 0$, on a nécessairement :

$$J_{l-1}(V_c) = 0 \quad (1.21)$$

Ces fréquences correspondent donc aux zéros des fonctions de Bessel. Mis à part le cas $V_c = 0$, le prochain zéro apparaît pour $l=1$ et $V_c=2.405$, c'est la fréquence de coupure du mode LP_{11} . Ainsi la fibre sera monomode (LP_{01}) uniquement pour $V < 2.405$.

L'objectif est alors de tirer une fibre dont le paramètre V est inférieur à 2.405 quel que soit son point de fonctionnement.

1.2.1.2 Fibres à cristal photonique

Après les fibres à saut d'indice, les fibres à cristal photonique constituent une nouvelle catégorie de guide d'onde qui a vu le jour à la fin des années 90. À l'origine de leur création est un concept emprunté à la physique des cristaux photoniques, qui consiste à vouloir confiner la lumière dans une structure périodique. Par analogie avec les électrons occupant des bandes d'énergie discrètes dans un cristal ordonné, l'on souhaite créer des bandes interdites pour les photons afin de les astreindre à ne se propager que dans un espace contrôlé. C'est ainsi qu'est née l'idée de reproduire un motif périodique à l'échelle de la longueur d'onde dans un matériau pour en faire un guide d'onde.

Malgré cela, la première fibre microstructurée réalisée à partir de ce concept en 1996 [5] ne possède pas cette caractéristique de guidage par bandes interdites photoniques. Celle-ci présente un agencement périodique de trous d'air dans sa gaine, qui permet de moduler l'indice de réfraction à l'échelle de la longueur d'onde. Le coeur où est guidée la lumière est obtenu à partir d'un défaut de la structure périodique de la gaine : un trou est comblé pour former un coeur solide (fig. 1.2).

De cette façon le coeur possède un indice plus élevé, celui de la silice, que la structure environnante où la présence de trous d'air fait chuter la valeur de l'indice moyen. Le guidage est ainsi réalisé par réflexion totale, sur le même principe que pour une fibre à saut d'indice. Les fibres microstructurées à guidage par bandes interdites photoniques apparaissent peu après [6], et possèdent quant à elles un coeur creux d'air d'indice plus faible que la gaine, en anglais "hollow core" (fig. 1.3). Dans ces fibres, seule est guidée la lumière dont la longueur d'onde appartient à une bande spectrale bien précise, correspondant à la bande interdite photonique de la structure constituant la gaine. En cela leur fonctionnement est profondément différent des fibres standards.

Dans la suite nous ne nous intéresserons qu'aux fibres microstructurées à guidage par réflexion totale, qui sont celles utilisées exclusivement pour ces travaux de thèse.

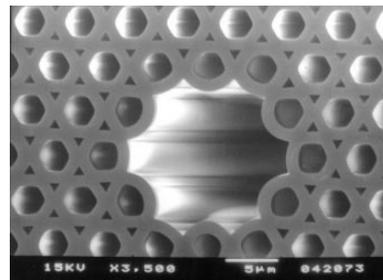
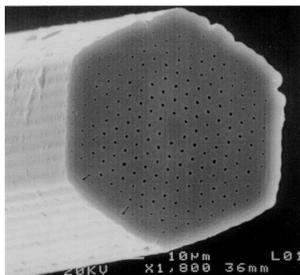


FIGURE 1.2 – Première fibre microstructurée [5] FIGURE 1.3 – Première fibre "hollow core" [6]

Fibres microstructurées à guidage par réflexion totale

Dès le tirage des premières fibres de ce type, des propriétés de guidage singulières ont été mises en évidence. En particulier, il est montré qu'elles peuvent être monomodes pour toutes les longueurs d'onde où la silice est transparente, soit de 300 à 2000nm [7]. On parle à ce sujet de fibres "infiniment monomodes".

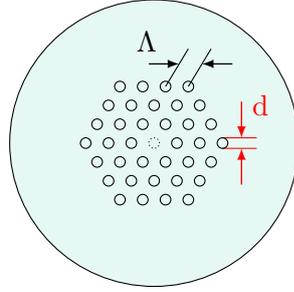


FIGURE 1.4 – Section d'une fibre microstructurée à un trou manquant

Le diamètre des trous est noté d et la distance inter-trous Λ (pitch).

Afin d'étudier la propagation dans ces fibres particulières, Birks et al. [7] introduisent un indice effectif de la gaine, notamment pour pouvoir étendre le formalisme établi dans la section précédente à ce type de fibre. Il s'agit de modéliser la fibre microstructurée par une fibre à saut d'indice, moyennant un choix judicieux de l'indice de gaine effectif.

Celui-ci est exprimé par :

$$n_{FSM}(\lambda) = \frac{\beta_{FSM}}{k_0} \quad (1.22)$$

où β_{FSM} est la constante de propagation du mode d'ordre le plus faible se propageant dans la gaine (FSM : fundamental space-filling mode) et k_0 la constante de propagation dans le vide $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$. Notons que les propriétés de guidage monomode sur une large bande spectrale des fibres microstructurées proviennent de la dépendance de cet indice à la longueur d'onde.

Un indice effectif de coeur noté n_{eff} est également défini, et, par analogie avec les fibres à saut d'indice, des constantes de propagation transverses normalisées U et W ainsi qu'une fréquence normalisée effective V_{eff} sont introduites. Koshiya [8] propose la formulation suivante :

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_0^2 - n_{eff}^2} \quad (1.23)$$

$$W = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{FSM}^2} \quad (1.24)$$

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_0^2 - n_{FSM}^2} \quad (1.25)$$

où n_0 est l'indice de la silice. L'originalité de cette formulation réside dans le choix du paramètre a_{eff} . Dans le cas d'une fibre à un trou manquant ce paramètre est fixé à $\Lambda/\sqrt{3}$, ce qui permet d'obtenir 2.405 pour la valeur de la fréquence de coupure du mode LP_{11} . Ainsi une fibre microstructurée sera monomode si la condition $V_{eff} < 2.405$ est respectée, comme pour les fibres à saut d'indice [9].

Afin de dimensionner les fibres, la constante β_{FSM} est calculée en résolvant l'équation de propagation pour le mode fondamental dans la gaine. Pour ce faire une approche numérique vectorielle rigoureuse est souvent nécessaire [8, 10, 11]. Des formules analytiques déduites d'ajustements numériques existent [12], qui permettent d'avoir accès aux constantes de propagations transverses normalisées U et W , et par déduction aux valeurs des indices n_{eff} et n_{FSM} .

Ci-dessous ces indices ont été tracés en fonction de la longueur d'onde normalisée λ/Λ . Pour ces courbes l'indice de la silice n_0 est pris égal à 1.45.

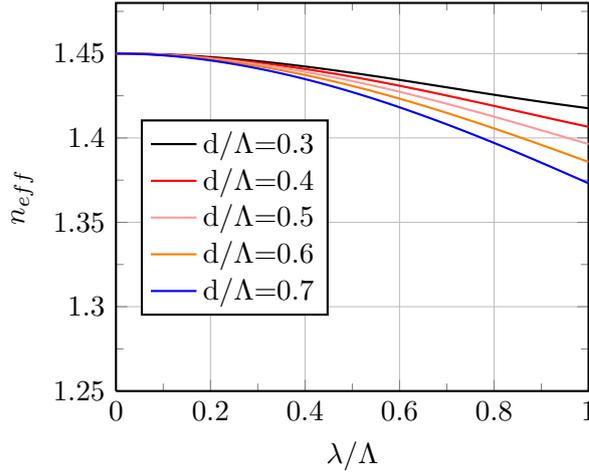


FIGURE 1.5 – Indice effectif de coeur

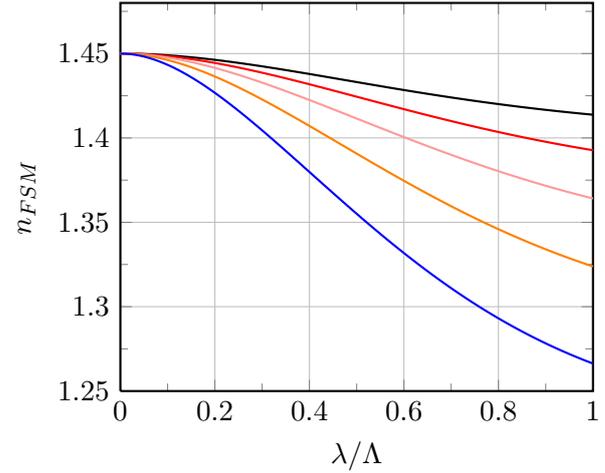


FIGURE 1.6 – Indice effectif de gaine

Le choix du rapport d/Λ permet d'ajuster la valeur de l'ouverture numérique de la fibre à la longueur d'onde considérée, et par là, les propriétés de guidage.

On trace également la courbe représentative de V_{eff} en fonction de Λ/λ pour différentes valeurs du rapport d/Λ :

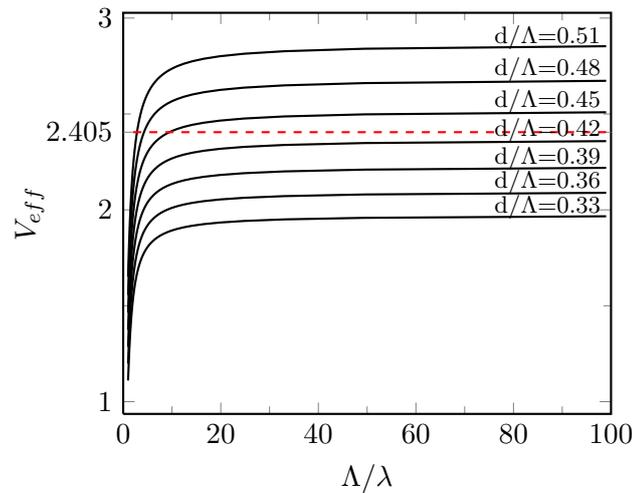


FIGURE 1.7 – Fréquence normalisée pour une fibre microstructurée à un trou manquant

D'après Koshiba [8], V_{eff} est inférieur à 2.405 quelle que soit la longueur d'onde pour d/Λ

inférieur à environ 0.43. Plusieurs études ont été conduites pour préciser ce critère [13, 14, 15]. D'après une résolution des équations de Maxwell par la méthode multipôle, Kuhlmeier et al. [15] établissent la loi suivante décrivant la limite entre les régimes monomode et multimode d'une fibre microstructurée à un trou manquant :

$$\frac{\lambda}{\Lambda} = \alpha \left(\frac{d}{\Lambda} - 0.406 \right)^\gamma \quad (1.26)$$

avec $\alpha = 2.80 \pm 0.12$ et $\gamma = 0.89 \pm 0.02$.

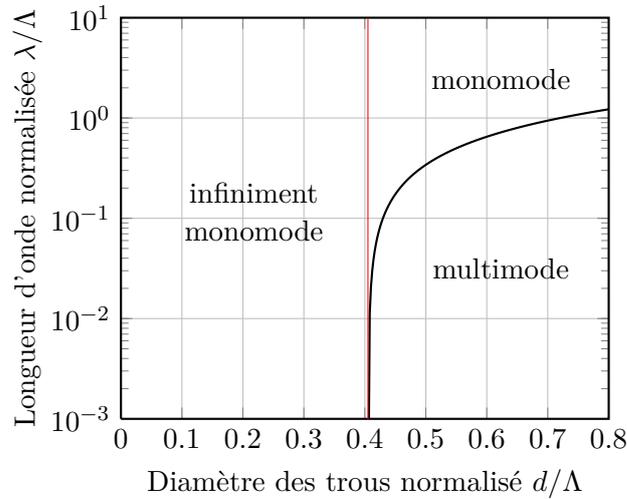


FIGURE 1.8 – Condition de fonctionnement monomode selon les paramètres λ , d et Λ pour une fibre microstructurée à un trou manquant

Cette loi place la transition de fonctionnement des fibres microstructurées à un trou manquant à $d/\Lambda = 0.406$, et montre également qu'il existe une plage de longueurs d'onde pour lesquelles la fibre sera monomode même pour des valeurs supérieures de d/Λ .

En conclusion, ces études démontrent qu'il est théoriquement possible de tirer une fibre dont le paramètre V serait inférieur à 2.405 quelle que soit la longueur d'onde, mais également quelle que soit la taille du coeur [16]. Cette propriété exceptionnelle n'existe pas dans les fibres à saut d'indice et s'avèrera extrêmement avantageuse dans le domaine des lasers à fibre, comme nous le verrons dans la section 1.3.3.

1.2.2 Equation de Schrödinger non linéaire

L'étude de la distribution transverse du champ conduite dans la section précédente est valable que le signal guidé dans la fibre soit continu ou impulsionnel. Dans cette section nous nous intéresserons à la propagation d'impulsions laser dans un milieu matériel, grâce à l'étude de l'évolution de l'enveloppe temporelle $A(z,t)$. Pour cela nous définirons dans un premier temps le formalisme employé pour décrire les impulsions laser, puis nous verrons comment utiliser l'équation de propagation 1.15 précédemment établie.

1.2.2.1 Impulsion laser

Parmi l'ensemble des technologies laser existantes, les impulsions laser sub-picosecondes et picosecondes sont généralement produites au moyen d'oscillateurs à blocage de modes [17]. Dans ce type de laser, les impulsions sont constituées d'une superposition d'ondes électromagnétiques de fréquences différentes, qui ont entre elles une relation de phase non aléatoire. L'addition cohérente de ces composantes forme une impulsion laser dont l'enveloppe est notée A . Plus une impulsion contiendra de composantes spectrales cohérentes, plus son enveloppe temporelle sera étroite.

La représentation habituelle d'une impulsion se fait au moyen du champ électrique E tel que :

$$E(z, t) = \frac{1}{2}(A(z, t)e^{j\omega_0 t} + c.c.) \quad (1.27)$$

où $c.c.$ dénote le complexe conjugué et ω_0 la fréquence de la porteuse.

En pratique on utilise la représentation complexe du champ uniquement $E(z, t) = A(z, t)e^{j\omega_0 t}$ et on extrait la partie réelle seulement au terme des calculs.

L'enveloppe temporelle A du champ peut prendre plusieurs formes. Les formes les plus courantes rencontrées en laser sont regroupées dans le tableau ci-dessous.

| | $A(0,t)$ |
|----------------------|--|
| Gaussienne | $\exp\left(-1.385 \frac{t^2}{\tau_p^2}\right)$ |
| Sécante hyperbolique | $\operatorname{sech}\left(1.763 \frac{t}{\tau_p}\right)$ |
| Lorentzienne | $\left(1 + 1.656 \frac{t^2}{\tau_p^2}\right)^{-1}$ |

TABLE 1.1 – Expressions analytiques pour quelques enveloppes temporelles usuelles

Ces expressions analytiques sont écrites de manière à ce que l'intensité résultante $I_0 = |E(z, t)|^2$ possède une largeur à mi-hauteur égale à τ_p . Ci-dessous ces impulsions sont représentées pour $\tau_p=15\text{ps}$:

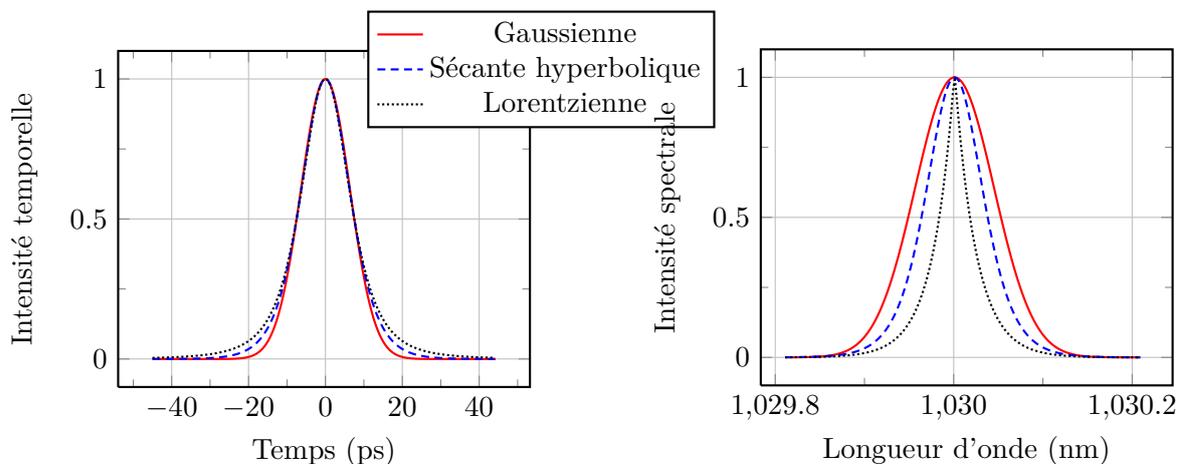


FIGURE 1.9 – Intensité et spectre d'impulsions laser usuelles

1.2.2.2 Dispersion et non-linéarités

Nous allons étudier ici l'impact de la dispersion et des non-linéarités sur une impulsion laser se propageant dans un milieu matériel et plus précisément dans la silice.

Dispersion

La dispersion désigne par définition la dépendance à sa longueur d'onde de l'indice vu par un signal. Plus les impulsions sont courtes et leur spectre est large et plus l'impact de la dispersion est important. Pour modéliser cet effet un développement de Taylor de la constante de propagation $\tilde{\beta}(\omega)$ autour de la porteuse ω_0 est classiquement effectué, dans lequel le poids des paramètres β_i dépend du matériau considéré. Ce développement s'écrit :

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.28)$$

Les β_i correspondent aux dérivées successives de la constante de propagation par rapport à ω en ω_0 :

$$\beta_i = \left(\frac{\partial^i \beta}{\partial \omega^i} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.29)$$

soit aux ordres successifs de dispersion.

- Le premier ordre de dispersion β_1 (ps · m⁻¹) est inversement proportionnel à la vitesse de groupe v_g qui est la vitesse à laquelle l'enveloppe de l'impulsion se déplace. Ce terme n'induit pas de déformation de l'enveloppe temporelle, seulement un décalage temporel Δt de l'enveloppe où $\Delta t = \beta_1 z$ avec z la distance parcourue par l'onde dans le milieu.
- La dispersion d'ordre deux β_2 (ps² · m⁻¹), ou dispersion de vitesse de groupe (GVD), traduit la différence de vitesse entre les différentes composantes spectrales d'une impulsion. Lorsque le signe de la dispersion d'ordre deux d'un matériau est positif, les composantes bleues d'une impulsion sont ralenties par rapport aux composantes rouges au cours de la propagation. Dans le cas de la propagation d'une impulsion initialement limitée par transformée de Fourier, cela provoque l'élargissement temporel de l'impulsion.
- La dispersion d'ordre trois β_3 (ps³ · m⁻¹), appelée TOD de l'anglais "Third Order Dispersion", induit une asymétrisation temporelle de l'impulsion. Etant très faible devant la dispersion du second ordre, son effet n'est généralement visible que lorsque la dispersion d'ordre deux a été compensée, après un compresseur d'impulsions par exemple. De plus elle n'a un impact notable que si les largeurs de spectre en jeu sont suffisantes, ce qui n'est le cas que pour des impulsions très courtes inférieures à 500fs.

On peut déterminer la valeur des différents ordres de dispersion à partir des formules de Sellmeier pour le matériau considéré. Dans le cas de la silice [18], on trace les courbes représentatives des dispersions du second et troisième ordre en fonction de la longueur d'onde :

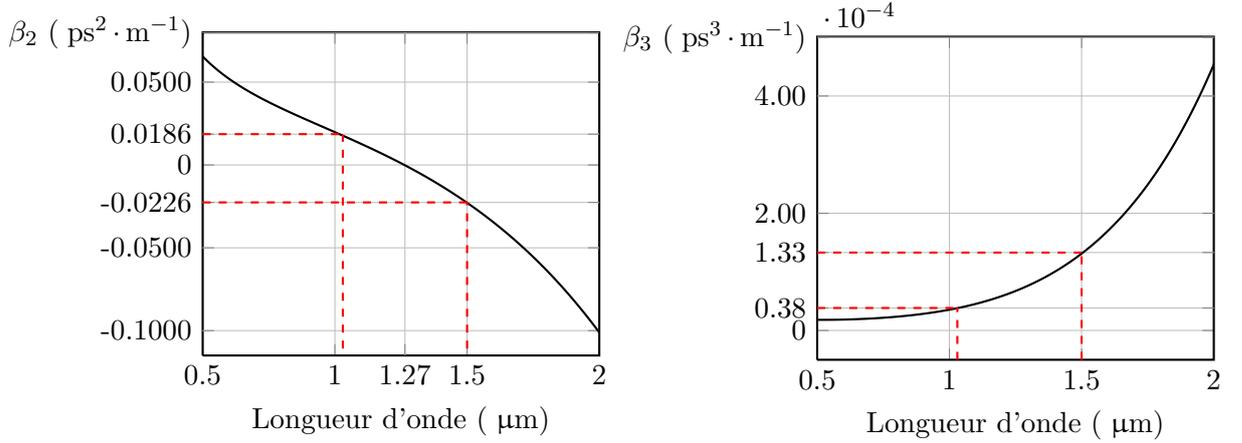


FIGURE 1.10 – Dispersions du second et troisième ordre en fonction de la longueur d’onde dans la silice

On peut noter que la courbe de GVD passe par zéro pour une longueur d’onde d’environ 1270nm : à 1030nm elle est positive et vaut $+0.0186 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, par contre elle est négative aux longueurs d’onde télécom, elle vaut $-0.0226 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ à 1500nm.

Non-linéarités

La polarisation \mathbf{P} du milieu introduite dans la section 3.1 traduit la réponse de la matière sous l’action d’un champ incident \mathbf{E} . Selon l’intensité du champ incident celle-ci sera linéaire ou non-linéaire avec le champ. Les champs intenses rencontrés en laser sont susceptibles d’occasionner une réponse non-linéaire du milieu dans lequel ils se propagent. Pour modéliser cet effet le vecteur polarisation est développé dans l’espace de Fourier en une série de Taylor appliquée au champ $\tilde{\mathbf{E}}$ [19] :

$$\tilde{\mathbf{P}} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \tilde{\mathbf{E}} + \chi^{(2)} \tilde{\mathbf{E}}^2 + \chi^{(3)} \tilde{\mathbf{E}}^3 + \dots + \chi^{(n)} \tilde{\mathbf{E}}^n + \dots \right) \quad (1.30)$$

où $\tilde{\mathbf{E}}^n$ représente le produit tensoriel d’ordre n : $\tilde{\mathbf{E}}^n = \otimes^n \tilde{\mathbf{E}}$.

La nature de la susceptibilité non linéaire d’un milieu dépend de la structure atomique du réseau. Pour un milieu dit centrosymétrique la susceptibilité non linéaire d’ordre deux est nulle. C’est le cas de la silice amorphe pour laquelle la susceptibilité non linéaire prépondérante est donc du troisième ordre.

Dans le cas où le champ \mathbf{E} est polarisé linéairement selon une direction \mathbf{e} , la contribution d’ordre 3 de la polarisation s’écrit :

$$\tilde{\mathbf{P}}^{(3)} = \epsilon_0 \frac{3}{4} \chi^{(3)} \tilde{E}^3 \mathbf{e} \quad (1.31)$$

L’indice $n(\omega)$ d’un matériau centrosymétrique tel que la silice s’écrit alors :

$$n(\omega)^2 = 1 + \chi(\omega) = 1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4} \text{Re} \left(\chi^{(3)} \right) |E|^2 \quad (1.32)$$

En posant $n_0 = 1 + \chi^{(1)}$ et en supposant que $\frac{3}{4} \text{Re} \left(\chi^{(3)} \right) |E|^2$ est petit devant n_0 on obtient :

$$n(\omega) \simeq n_0 + \frac{3}{8n_0} \text{Re} \left(\chi^{(3)} \right) |E|^2 \quad (1.33)$$

On définit l'intensité du champ \mathbf{E} , qui correspond à la norme de la valeur moyenne du vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi}$:

$$I = \|\langle \mathbf{\Pi} \rangle\| = \left\| \frac{1}{2\mu_0} \text{Re}(\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}^*) \right\| = \frac{n_0 \epsilon_0 c}{2} |E|^2 \quad (1.34)$$

On pose :

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \epsilon_0 c} \text{Re}(\chi^{(3)}) \quad (1.35)$$

n_2 est appelé indice non linéaire, et vaut environ $3.10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ dans la silice. Ainsi :

$$n(\omega) = n_0 + n_2 I \quad (1.36)$$

La susceptibilité d'ordre 3 de la silice entraîne donc une dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du champ, ce phénomène étant connu sous le nom d'effet Kerr. La réponse des atomes étant quasi-instantanée, le changement d'indice induit par l'impulsion agit sur l'impulsion elle-même, cela se traduit par une dérive de fréquence positive et une déformation du spectre. Cela est illustré sur la figure 1.11 pour une impulsion de 15ps.

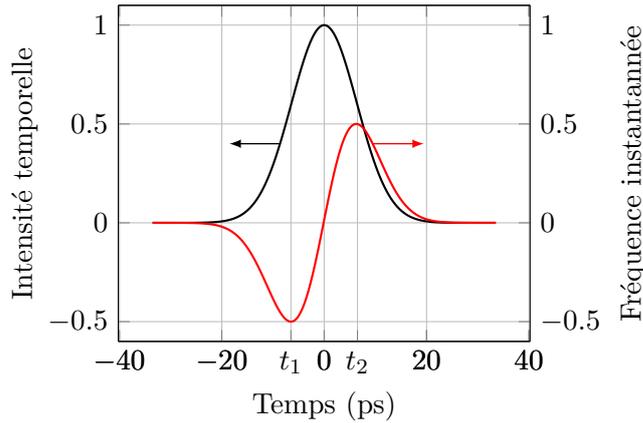


FIGURE 1.11 – Dérive de fréquence induite par auto-modulation de phase sur une impulsion à profil temporel gaussien

La dérive de fréquence correspond au décalage dans le temps des composantes spectrales qui constituent une impulsion. Lorsqu'elle est positive, cela signifie que les composantes rouges précèdent temporellement les composantes bleues. On constate ici que l'auto-modulation de phase sur une impulsion à profil temporel gaussien induit une dérive de fréquence positive sur les composantes spectrales correspondant à la fraction de l'impulsion comprise entre les temps t_1 et t_2 .

L'effet Kerr est cumulatif au cours de la propagation. Pour quantifier son impact une grandeur appelée intégrale B est utilisée. Cette grandeur correspond à l'intégrale de l'amplitude du déphasage non linéaire sur la longueur du milieu traversé par l'impulsion :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I(z) dz \quad (1.37)$$

Sur la figure 1.12 on a représenté le spectre d'une impulsion de profil temporel gaussien ayant subi un effet Kerr correspondant à différentes valeurs d'intégrale B.

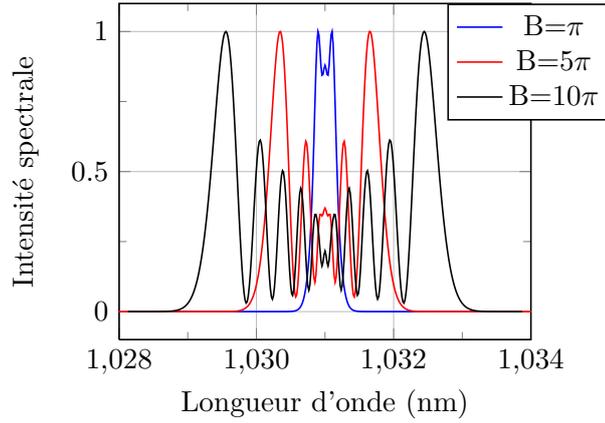


FIGURE 1.12 – Elargissement temporel induit par auto-modulation de phase sur une impulsion à profil temporel gaussien.

1.2.2.3 Propagation

Pour tenir compte de l'accumulation des effets précédents ainsi que de leur action conjointe au cours de la propagation d'une impulsion laser dans un milieu matériel, on considère l'équation 1.15 établie précédemment, qui porte sur la transformée de Fourier de l'enveloppe du champ \tilde{A} . Les effets de l'automodulation de phase et de la dispersion pourront être pris en compte via la constante de propagation $\tilde{\beta}(\omega)$.

La constante de propagation $\tilde{\beta}(\omega)$ est fonction de l'indice vu par l'impulsion. La dispersion et l'effet Kerr génèrent de petites fluctuations de la valeur de cet indice autour de n_0 , l'indice de la silice à la longueur d'onde centrale du signal. On peut considérer que la constante de propagation $\tilde{\beta}(\omega)$ varie elle aussi faiblement devant β_0 , ce qui conduit à l'approximation suivante :

$$\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2 \simeq 2\beta_0(\tilde{\beta} - \beta_0) \quad (1.38)$$

Dans ce cas 1.15 se simplifie en :

$$i \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}(\omega) - \beta_0) \tilde{A} = 0 \quad (1.39)$$

La forme exacte de $\tilde{\beta}(\omega)$ étant inconnue, on utilise généralement une forme approximative selon les effets que l'on souhaite prendre en compte. Ainsi si l'on souhaite tenir compte de la dispersion, de l'effet Kerr et des pertes dans la fibre on écrira :

$$\tilde{\beta} = \tilde{\beta}_{Disp} + \tilde{\beta}_{Kerr} + \tilde{\beta}_{pertes} \quad (1.40)$$

Comme nous l'avons vu $\tilde{\beta}_{Disp}$ s'écrit en ne tenant compte que des dispersions d'ordre 1 et 2 :

$$\tilde{\beta}_{Disp}(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 \quad (1.41)$$

De même nous avons montré que l'effet Kerr se traduit par une dépendance de l'indice à l'intensité I de l'impulsion $n = n_0 + n_2 I$. Les pertes sont, quant à elles, modélisées par un coefficient d'absorption linéique α .

n_2 et α varient avec la fréquence, mais on fait l'hypothèse que ces variations sont suffisamment lentes pour que leur valeur soit considérée comme constante sur la bande spectrale des impulsions (<10THz dans notre étude) [20]. On a :

$$\tilde{\beta}_{Kerr} = \frac{\omega_0}{c} n_2 I \quad \text{et} \quad \tilde{\beta}_{pertes} = \frac{i\alpha}{2} \quad (1.42)$$

Sachant que $I = \frac{|A|^2}{S_m}$ où S_m est la surface du mode dans la fibre on pose :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c S_m} \quad (1.43)$$

et ainsi :

$$\tilde{\beta}_{Kerr} = \gamma |A|^2 \quad (1.44)$$

En ne considérant que les dispersions d'ordre 1 et 2 et en passant l'équation 1.39 dans le domaine temporel on obtient une forme de l'équation de Schrödinger non linéaire (ESNL) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (1.45)$$

Pour résoudre cette équation on utilisera dans les chapitres suivants la méthode des pas fractionnaires, en anglais "Split-Step Fourier". On reprend le formalisme proposé par Agrawal [1] pour en exposer le principe. Dans un premier temps l'équation 1.45 est écrite sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (1.46)$$

\hat{D} est un opérateur différentiel tenant compte de la dispersion et \hat{N} , des pertes (ou du gain) et des non linéarités accumulées au cours de la propagation. Ainsi \hat{D} et \hat{N} s'écrivent, en négligeant les dispersions d'ordre supérieur à 2 :

$$\hat{D} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} \quad (1.47)$$

$$\hat{N} = i\gamma |A|^2 - \frac{\alpha}{2} \quad (1.48)$$

T est le temps dans le référentiel de l'impulsion tel que $T = t - \beta_1 z$.

Dans la méthode de Split-Step Fourier, on suppose que moyennant un pas de propagation dz suffisamment faible, on peut considérer que la dispersion et les effets non linéaires agissent indépendamment. De cette façon on fait l'hypothèse que dans le premier pas d'espace dz , on a $\hat{D}=0$ et seuls les effets non linéaires et les pertes (ou le gain) impactent le signal, puis dans le second pas dz on a cette fois $\hat{N}=0$ et seule la dispersion est prise en compte. La dispersion et les effets non linéaires n'étant pas ajoutés dans le même espace, on effectue une transformée de Fourier à chaque pas.

Pour illustrer le principe de cette méthode on va résoudre cette équation dans un cas de propagation auto-similaire d'impulsions paraboliques [21, 22]. Il s'agit, moyennant un ajustement précis des paramètres de dispersion, de non-linéarités, et de gain, de faire converger

le profil temporel d'une impulsion initialement gaussien vers un profil parabolique. L'intérêt de cet exemple est de valider la méthode car le résultat est connu, et de présenter un cas où l'action conjointe de plusieurs des paramètres clefs de la propagation induit des modifications notables sur les caractéristiques physiques d'une impulsion.

On reprend les paramètres de la simulation proposée dans [22] : partant d'impulsions gaussiennes de 500fs et d'énergie 70pJ, la propagation s'effectue dans 4m de fibre dopée Ytterbium telle que la dispersion d'ordre 2 vaut $\beta_2=35.10^{-3} \text{ ps}^2.\text{m}^{-1}$, le paramètre non linéaire $\gamma=6.10^{-3}\text{W}^{-1}.\text{m}^{-1}$ et le gain $g_0=1.44\text{m}^{-1}$.

Dans le premier pas on prend $\hat{D}=0$ et 1.45 devient :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma|A|^2A + \frac{g_0}{2}A \quad (1.49)$$

Cette équation s'intègre simplement en supposant que $|A(z, \tau)|^2$ est constant par rapport à z sur la tranche de longueur dz :

$$A(z + dz, T) = A(z, T)\exp(i\gamma|A(z, T)|^2dz)\exp\left(\frac{g_0}{2}dz\right) \quad (1.50)$$

puis, en prenant cette fois $\hat{N}=0$, on écrit l'équation pour le second pas dans l'espace de Fourier :

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i\frac{\beta_2}{2}\Delta\omega^2\tilde{A} \quad (1.51)$$

dont la solution est :

$$\tilde{A}(z + dz, \omega) = \tilde{A}(z, \omega)\exp\left(i\frac{\beta_2}{2}\Delta\omega^2dz\right) \quad (1.52)$$

L'opération est réitérée jusqu'à ce que l'impulsion ait traversé le milieu sur toute sa longueur. Partant d'une impulsion gaussienne, cet algorithme nous permet de représenter l'évolution de ses formes temporelle et spectrale en tout point de la fibre, ci-dessous tous les mètres jusqu'à 4m :

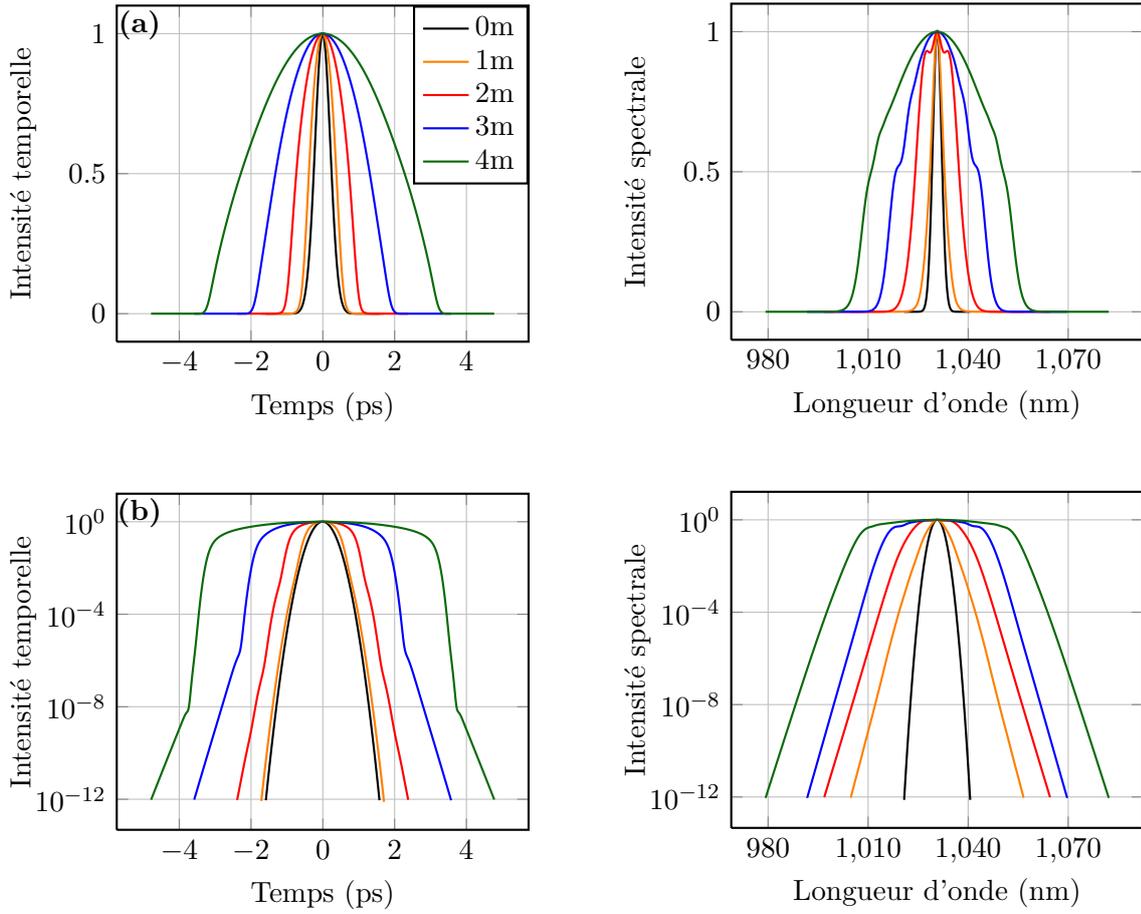


FIGURE 1.13 – Evolution des profils temporel et spectral d’une impulsion gaussienne lors d’une amplification parabolique (a) échelle linéaire (b) échelle logarithmique

L’impulsion finale mesure 4.7ps pour 39.6nm de spectre. Dans cet exemple l’effet conjoint de la dispersion et de l’auto-modulation de phase ont façonné l’impulsion pour lui donner un profil temporel parabolique stable au terme de la propagation.

Par ailleurs on peut noter que l’équation de Schrödinger non linéaire est aussi connue sous une forme faisant intervenir les grandeurs suivantes :

$$L_D = \frac{T_0^2}{\beta_2}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_c} \quad \text{et} \quad N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} \quad (1.53)$$

L_D est la longueur caractéristique de dispersion, L_{NL} la longueur caractéristique de la nonlinéarité et N est le nombre soliton. T_0 correspond à la largeur de l’impulsion à $1/e$, elle est reliée à la largeur à mi-hauteur (FWHM) τ_p par :

$$T_0 = \frac{\tau_p}{2\sqrt{\ln(2)}} \quad (1.54)$$

On normalise le temps par rapport à la durée T_0 , la distance par rapport à la longueur de dispersion et l’amplitude par rapport au nombre soliton :

$$\tau = \frac{t - \beta_1 z}{T_0}, \quad \xi = \frac{z}{L_D} \quad \text{et} \quad A(z, t) = \frac{\sqrt{P_c}}{N} e^{-\alpha \frac{z}{L_D}} U(z, t) \quad (1.55)$$

Cela permet de réécrire 1.45 comme :

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - e^{-\alpha z} |U|^2 U \quad (1.56)$$

Cette formulation a l'avantage d'introduire des paramètres utiles à la description du régime de propagation dans lequel on se situe, nous les utiliserons dans la suite.

1.3 Fibres optiques dopées

La section précédente portait sur l'étude de la propagation passive dans les fibres à saut d'indice et microstructurées, qui a permis de peser le potentiel de ces fibres dans le domaine des lasers. En effet les fibres présentent de nombreux avantages en adéquation avec les besoins des lasers : étant un filtre spatial, elles peuvent offrir d'excellentes qualités de faisceau, comme nous le verrons la flexibilité de leur architecture autorise l'augmentation des diamètres de coeur allant dans le sens d'une meilleure tenue au flux ; enfin leur géométrie originale par rapport aux autres technologies laser ouvre de nouvelles possibilités que nous détaillerons dans la suite, notamment en matière de montée en puissance moyenne.

Les propriétés intrinsèques des fibres se trouvant donc répondre à un certain nombre de pré-requis nécessaires à la réalisation de lasers, leur dopage et utilisation comme milieu actif en découlent naturellement.

Dans cette partie nous décrirons brièvement la spectroscopie des ions Ytterbium insérés dans une matrice de silice qui sont utilisés pour doper les fibres, nous évoquerons le pompage par des diodes fibrées de très forte puissance, puis nous dresserons un état de l'art des fibres à large aire modale utilisées en laser, en traitant d'abord des fibres à saut d'indice puis des fibres microstructurées.

1.3.1 Dopage aux ions Ytterbium

Les fibres utilisées dans cette thèse sont dopées aux ions Yb^{3+} . Inséré dans une matrice hôte, cet ion possède une structure quasi trois niveaux, via les subdivisions Stark de ses deux uniques niveaux d'énergie $^2F_{5/2}$ et $^2F_{7/2}$.

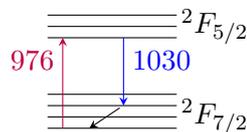


FIGURE 1.14 – Structure quasi trois niveaux de l'ion Yb^{3+} dans une matrice de silice

La simplicité de la structure électronique interdit l'existence des mécanismes gênants d'absorption dans les états excités et de relaxation croisée. Le défaut quantique (rapport de la longueur d'onde associée à la transition laser à celle de la pompe) est faible, inférieur à 10%, ce qui conduit à de très bons rendements laser et à une charge thermique moindre sur le matériau hôte.

La durée de vie de l'état excité, plus souvent appelée temps de fluorescence, est le temps moyen mis par un atome excité à retourner dans l'état fondamental. Les propriétés de stockage de l'énergie des ions terres rares proviennent de la durée de vie de leur état excité, typiquement compris entre quelques μs et 1ms. L'ion Ytterbium possède un temps de fluorescence de l'ordre de 1ms lorsqu'il est inséré dans une matrice de silice, ce qui correspond à un des temps de fluorescence les plus élevés parmi les dopants classiques.

Dans cette thèse le pompage sera réalisé à la longueur d'onde 976nm pour une émission laser à 1030nm. La connaissance des sections efficaces d'absorption et d'émission en fonction de la longueur d'onde représentées figure 1.15 nous permettra de conduire les calculs inhérents à la dynamique des populations.

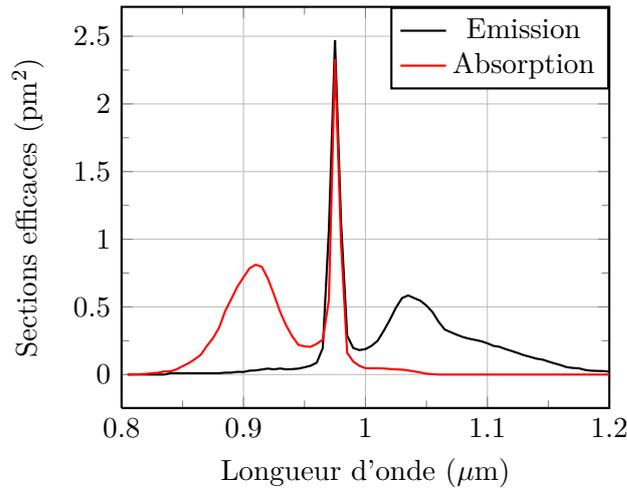


FIGURE 1.15 – Sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ion ytterbium dans une matrice de silice.

Notons que la charge thermique sur le matériau hôte dépend également de la structure de sa matrice. Dans le cas d'une structure cristalline, la propagation des phonons est facilitée, ce qui mène en général à une excellente conductivité thermique, par exemple dans le Yb : YAG celle-ci s'élève à $14 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [23]. Dans un matériau désordonné tel que la silice amorphe en revanche c'est l'effet inverse, les modes vibratoires se propagent mal dans la structure polyatomique non périodique, faisant chuter la conductivité thermique à environ $0,25 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ dans la silice.

La géométrie des fibres optiques s'avère alors avantageuse considérant cet inconvénient : leur section faible et leur grande longueur sont idéales pour l'évacuation de la chaleur. Néanmoins à très haute puissance moyenne la charge thermique n'est pas nulle et nous verrons dans la suite son impact sur la qualité modale.

1.3.2 Pompage par diode multimode

Les diodes laser sont des convertisseurs électrique/optique basés sur l'emploi de matériaux semiconducteurs. Leur bande d'émission spectrale étroite constitue leur principal avantage devant les lampes ou les flashes : accordée à la bande d'absorption d'une terre rare, quasiment toute la puissance émise peut être utilisée pour le pompage du milieu actif, ce qui mène à des rendements de conversion puissance pompe/puissance laser très élevés.

La bande d'absorption des ions Yb^{3+} est couverte par les diodes InGaAs qui émettent entre 0,9 et $1,1 \mu\text{m}$.

Des diodes multimodes fibrées dont le diamètre de la fibre de sortie varie de 200 à 550 μm et émettant jusqu'à 2kW avec une ouverture numérique de 0.22 sont aujourd'hui disponibles dans le commerce.

1.3.3 Design de fibres pour le laser

Le concept de fibre double gaine a été présenté pour la première fois en 1988 [24]. Dans ce type de fibre, le signal est guidé dans le coeur dopé monomode, et la pompe est guidée dans une gaine multimode, de diamètre 2 à 10 fois supérieur à celui du coeur. Le caractère monomode de la pompe n'est alors plus requis et permet d'utiliser des diodes de très fortes puissances disponibles sur le marché, ce qui constitue en soit une avancée majeure dans le domaine des lasers et amplificateurs.

En effet les technologies laser à base de cristaux dopés, les plus répandues par ailleurs, permettent difficilement la montée en puissance moyenne car l'évacuation de la chaleur y est limitée. Bien que les conductivités thermiques des cristaux soient plus élevées que celle de la silice amorphe, leurs dimensions réduites supposent une faible surface d'échange avec leur système de refroidissement ou avec l'extérieur, restreignant leur capacité à évacuer la chaleur. A l'inverse la géométrie des fibres optiques étant propice à l'évacuation de la chaleur, l'accès aux diodes de puissance rend possible la réalisation de sources laser à très forte puissance moyenne jusqu'ici rares sur le marché.

Parallèlement, la possibilité de réaliser des lasers de puissance pose la question de la tenue au flux des fibres, rendant ainsi centrale la nécessité d'augmenter les tailles de coeur. Cette question fut l'objet d'intenses recherches depuis la fin des années 90, et est plus que jamais d'actualité. Dans la suite nous dresserons un état de l'art des architectures de fibres à large aire modale, afin notamment de positionner les fibres qui ont été utilisées dans ces travaux de thèse dans le contexte actuel de recherche à leur sujet.

1.3.3.1 Fibres optiques à saut d'indice double gaine

Les premières fibres double gaine étaient à saut d'indice. Pour augmenter la taille de coeur dans de telles fibres, la méthode la plus immédiate consiste à réduire la valeur de l'ouverture numérique du coeur.

Les fibres télécom standards ont une ouverture numérique comprise entre 0.14 et 0.18. Taverner et al [25] présentent en 1997 une fibre souple à saut d'indice d'ouverture numérique 0.066 à 1534nm pour laquelle est annoncé un diamètre de mode de 11 μm . Un paramètre V de 2.405 pour cette fibre donnerait une taille de coeur de 18 μm , ce qui serait alors la taille maximum permettant de travailler en régime monomode. A 1030nm cette taille maximum serait encore plus faible : 13 μm pour une ouverture numérique de 0.066.

Or diminuer encore davantage la valeur de l'ouverture numérique entraînerait des pertes par courbures importantes, c'est-à-dire des fuites du signal guidé dans le coeur vers la gaine. L'expression analytique du coefficient d'atténuation (dB/m) des modes guidés établie par Marcuse [26] montre une dépendance exponentielle au rayon de courbure du guide d'onde. Ce coefficient est également inversement proportionnel au carré de l'ouverture numérique : plus le guidage est faible, et moins la propagation des modes est robuste aux courbures. Ainsi des ouvertures numériques minimum de 0.06 sont présentées dans la littérature, ce qui limite fortement les possibilités d'augmenter les surfaces de coeur dans les fibres à saut d'indice.

Limpert et al. [27] présentent en 2001 deux amplificateurs, un basé sur une fibre souple à saut d'indice de diamètre de coeur $55\mu\text{m}$, et d'ouverture numérique 0.19, et l'autre sur une fibre souple de diamètre de coeur $30\mu\text{m}$, et d'ouverture numérique 0.06. La première fibre possède un paramètre V de 30, ce qui conduit à un M^2 proche de 10 en fonctionnement et pour la seconde $V=5$, ce qui mène à un M^2 de 1.3.

Les limitations de la technologie des fibres à saut d'indice classiques sont ici explorées. En effet même la seconde fibre, bien que fournissant un M^2 de 1.3 en fonctionnement grâce à une injection optimisée, devrait théoriquement supporter les modes d'ordre supérieur LP_{11} , LP_{21} et LP_{02} considérant la valeur de son paramètre V .

Une utilisation particulière des fibres souples à saut d'indice permet toutefois de contourner la limitation $V < 2.405$. Koplow et al. [28] montrent qu'il est possible d'exploiter le fait que les pertes par courbures sont plus importantes pour les modes d'ordre supérieur que pour le mode fondamental LP_{01} . Il est montré qu'une fibre multimode de diamètre de coeur $25\mu\text{m}$ pour une ouverture numérique de 0.1 ($V \simeq 7.4$) peut fonctionner avec un M^2 proche de 1.1 à condition d'enrouler la fibre sur la base de boucles de 1.58cm de diamètre.

Cependant la discrimination par courbure du mode fondamental par rapport aux modes d'ordre supérieur diminue avec la taille de coeur : en particulier pour des diamètres supérieurs à $50\mu\text{m}$ elle est inférieure à 15dB, ce qui s'avère dans la pratique insuffisant à un comportement monomode robuste. Cette solution est efficace pour des diamètres de coeur maximum compris entre 25 et $30\mu\text{m}$, d'ailleurs de telles fibres sont aujourd'hui disponibles dans le commerce.

D'autres techniques d'excitation sélective du mode fondamental dans des fibres multimodes ont été proposées. Citons la réalisation de profils d'indice particuliers et l'ajustement de la répartition des dopants dans le coeur [29, 30, 31], ou encore des techniques pointues d'injection permettant des propagations monomodes sur plusieurs dizaines de mètres [32].

Dans tous les cas présentés ici, l'obtention d'un fonctionnement monomode pour un diamètre de coeur supérieur à $50\mu\text{m}$ reste un challenge. Le tirage des premières fibres microstructurées en 1996 ouvre de nouvelles possibilités en matière d'élargissement de l'aire modale.

1.3.3.2 Fibres à cristal photonique double gaine

La technologie des fibres microstructurées présente cette caractéristique remarquable que leurs propriétés de guidage sont théoriquement indépendantes du diamètre de coeur. Le critère de fonctionnement monomode faisant intervenir le diamètre des trous d et la distance inter-trous Λ , pour augmenter la taille de coeur d'un certain facteur, il suffirait de multiplier ces quantités du même facteur.

Cependant la figure 1.6 suggère que la distance inter-trous ne devrait pas être augmentée au-delà d'un ordre de grandeur la longueur d'onde signal, au risque de se placer dans un régime où l'ouverture numérique serait extrêmement faible. En effet l'on voit sur la figure que lorsque la longueur d'onde normalisée tend vers 0, l'indice effectif de gaine tend vers l'indice de la silice n_0 , c'est-à-dire vers celui du coeur.

Or une ouverture numérique trop faible implique les mêmes conséquences négatives sur la qualité de guidage que pour les fibres à saut d'indice en terme d'atténuation et de sensibilité aux courbures. Malgré ces limitations Nielsen et al. [33] parviennent à réaliser une fibre microstructurée à un trou manquant monomode à $1.5\mu\text{m}$, de diamètre de coeur $26\mu\text{m}$ pour une ouverture numérique de 0.04 et une distance inter-trous de $23\mu\text{m}$.

Après cela, l'architecture des fibres à un trou manquant a été écartée pour privilégier le développement de fibres possédant davantage de trous manquants. Cette solution s'est en effet

imposée dans la communauté notamment grâce à la démonstration théorique de l'équipe de Mortensen [34] en 2003 concernant la possibilité d'obtenir 30% de surface de coeur supplémentaire avec une fibre à trois trous manquant.

Des fibres à trois, sept et même dix-neuf trous manquant ont alors été fabriquées et testées. Ces fibres sont nommées HF3, HF7 et HF19 de l'anglais "Holey Fiber". Les lois régissant leur fonctionnement diffèrent de celles établies pour les fibres de type HF1, notamment la règle de fonctionnement monomode $d/\Lambda < 0.4$ ne s'applique plus. Saitoh et al. [35] comparent le fonctionnement des fibres HF1, HF3, HF7 et proposent de nouvelles formules analytiques, en particulier les valeurs limites de d/Λ pour obtenir le fonctionnement infiniment monomode sont réévaluées pour chaque fibre :

| | HF1 | HF3 | HF7 |
|-------------|-------|-------|-------|
| d/Λ | 0.424 | 0.165 | 0.046 |

TABLE 1.2 – Valeurs limites de d/Λ assurant un fonctionnement infiniment monomode pour des fibres à un, trois et sept trous manquant.

Plus le nombre de trous manquant de la fibre est élevé, plus la valeur du rapport d/Λ doit donc être faible. Cela allant dans le sens d'une diminution de l'ouverture numérique, la sensibilité aux courbures est accrue dans les fibres à plus d'un trou manquant.

Parallèlement à ces dimensionnements théoriques, l'équipe de Limpert présente plusieurs mises en oeuvre expérimentales de fibres à plus d'un trou manquant : une fibre de type HF3 de diamètre de mode $21\mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0.05 est testée [36], puis une fibre HF7 de diamètre de mode $35\mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0.03 [37]. Toutes deux présentent un M^2 de 1.2 en fonctionnement. Ces fibres sont souples et il est montré qu'en s'affranchissant des pertes aux courbures, des diamètres de mode supérieurs à $45\mu\text{m}$ pourraient être obtenus [38]. L'idée de rigidifier les fibres en découle et le concept de fibre "barreau" voit le jour en 2005 [39]. Des diamètres de coeur supérieurs à $50\mu\text{m}$ sont alors obtenus : une fibre à dix-neuf trous manquant de diamètre de coeur $60\mu\text{m}$ et de diamètre de mode $50\mu\text{m}$ est présentée en 2006 [40], la section de cette fibre est représentée sur la figure 1.16. Aucune autre technologie que les fibres microstructurées n'avait jusqu'ici permis d'atteindre une aire modale aussi importante que $2000\mu\text{m}^2$, cela confirme leur potentiel à réaliser des fibres à très large aire modale et pousse à explorer plus loin les limites de cette technologie. Ainsi des fibres à 19 trous manquant de diamètre de coeur 80, $85\mu\text{m}$ et même $100\mu\text{m}$ deviennent disponibles commercialement. Des lasers à très forte puissance moyenne ($>90\text{W}$) sont réalisés à partir de ces fibres [41, 42]. Cependant à partir de 100W des instabilités de modes apparaissent de manière répétable dans ces fibres de diamètres de coeur supérieurs à $80\mu\text{m}$ [43]. Celles-ci ont en partie été attribuées à une inhomogénéité transversale du gain, du fait que le centre du mode spatial gaussien consommerait davantage d'inversion de population que les pieds du mode. Ajouté à cela, il a été invoqué un effet d'interférence entre les modes d'ordre supérieur et le mode fondamental, qui créerait une modulation spatiale du gain supplémentaire. Ces deux effets couplés ont été proposés pour expliquer ce phénomène d'instabilités [44].

Des fibres souples à plus petit coeur ont alors été utilisées pour poursuivre l'investigation des possibilités d'augmentation de la puissance moyenne dans les amplificateurs fibrés : en 2010 un amplificateur fibré délivrant 830W après compression d'impulsions de 640fs a ainsi été réalisé sur la base de trois amplificateurs à fibres souples dont le diamètre de coeur n'excède pas $30\mu\text{m}$ [43].

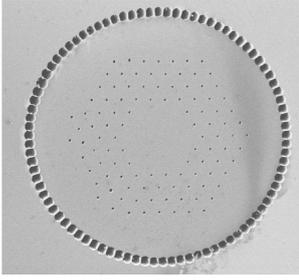


FIGURE 1.16 – Fibre HF19 [40]

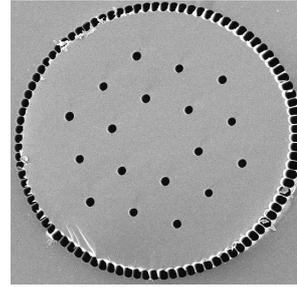


FIGURE 1.17 – Fibre "Large Pitch" [45]

Par la suite une nouvelle architecture de fibres microstructurées avec des trous plus grands et une distance inter-trous plus grande également a été proposée [46]. Ces fibres sont nommées LPF de l'anglais "Large Pitch Fiber". Leur architecture est à rapprocher des fibres à canaux de fuite [47] dans la mesure où l'idée de base est de délocaliser les modes d'ordre supérieur dans la gaine : plutôt que de se placer dans un régime où les modes d'ordre supérieur ne peuvent pas se propager, on se contente de les délocaliser vers la gaine où ils ne seront pas amplifiés. Dans ces fibres la distance inter-trous est au moins 10 fois supérieure à la longueur d'onde : cela engendre la fuite des modes d'ordre supérieur vers la gaine, alors que le mode fondamental reste confiné. Ce ratio $\lambda/\Lambda < 0.1$ suppose une ouverture numérique extrêmement réduite (cf fig. 1.6), c'est pourquoi ces fibres ne sont viables qu'en format barreau contrairement aux fibres microstructurées classiques. La section d'une fibre de type LPF est représentée sur la figure 1.17, pour cette fibre le diamètre des trous est de $10\mu\text{m}$ et la distance inter-trous de $30\mu\text{m}$.

Le principal intérêt de cette nouvelle architecture est l'amélioration de la qualité modale : le seuil d'apparition des instabilités d'une centaine de watts dans les fibres de type HF19 de $85\mu\text{m}$ de coeur passe à 294W dans une LPF de distance inter-trous $30\mu\text{m}$ et de coeur $62\mu\text{m}$, soit un seuil trois fois plus élevé [48].

Des fibres LPF de diamètre de coeur supérieur à $80\mu\text{m}$ ont été tirées, en particulier une fibre possédant une distance inter-trous de $60\mu\text{m}$ et un diamètre de mode de $105\mu\text{m}$ est présentée en 2011 [49]. Cependant il est constaté lors de sa mise en oeuvre que pour 15W de puissance moyenne de sortie le mode fuit dans la gaine imposant à l'utilisateur de filtrer spatialement son faisceau (cf fig. 1.18).

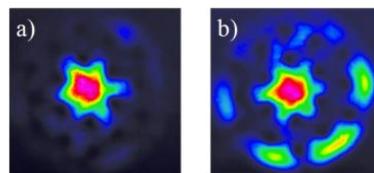


FIGURE 1.18 – Qualité modale obtenue avec une fibre de type LPF telle que $\Lambda=60\mu\text{m}$ et $\phi_{mode}=105\mu\text{m}$ pour a) une puissance moyenne de sortie faible b) de 15W. D'après [49].

Cette dégradation de la qualité de faisceau est expliquée par un phénomène d' "anti-crossing" connu en physique des fibres à guidage par bandes interdites photoniques [50]. Comme nous l'avons vu, dans les fibres de type LPF les modes d'ordre supérieur sont délocalisés du coeur vers la gaine. Cependant, ces modes sont guidés sans pertes par la seconde structure de la

fibres que constitue la gaine de pompe. Dans certaines conditions ils peuvent alors interagir avec le mode fondamental [51].

L' "anti-crossing" correspond à une coïncidence spatiale entre les profils transverses de deux modes d'ordres différents, tous deux ne voyant pas le même indice. Pour certaines valeurs de cette différence d'indice les deux modes interagissent, ce qui, dans le cas du mode fondamental interagissant avec un mode d'ordre supérieur, entraîne sa déformation spatiale et sa fuite dans la gaine.

Cet effet serait de plus exacerbé par une dépression d'indice préexistante dans le coeur. C'est le cas dans les fibres dopées où l'on fait en sorte que la zone dopée possède un indice plus faible que celui de la silice environnante, afin d'éviter de créer une structure guidante dans le coeur même. Dans ce cas la fuite du mode fondamental dans la gaine peut survenir même en propagation passive.

Les gradients thermiques d'indice induits lors du fonctionnement à haute puissance moyenne vont dans le sens d'une compensation de la dépression Δn entre le coeur dopé et la silice. Il a ainsi été prouvé qu'une amélioration de la qualité de faisceau pouvait survenir à partir d'une certaine puissance moyenne de sortie [52]. Ci-dessous les profils expérimentaux extraits de [52] pour deux fibres de type LPF possédant respectivement une distance inter-trous de $45\mu\text{m}$ et de $60\mu\text{m}$:

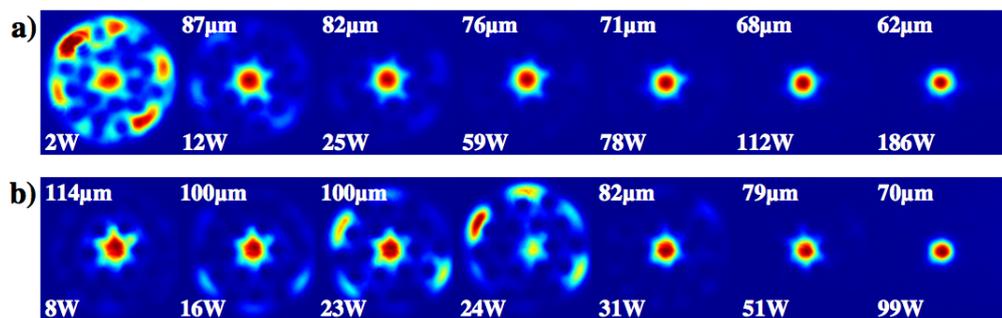


FIGURE 1.19 – Evolution de la qualité modale en fonction de la puissance moyenne dans deux fibres de type LPF telles que a) $\Lambda=45\mu\text{m}$ et $\phi_{\text{coeur}}=80\mu\text{m}$ et b) $\Lambda=60\mu\text{m}$ et $\phi_{\text{coeur}}=107\mu\text{m}$. D'après [52].

Selon la distance inter-trous, la différence d'indice nécessaire à l'apparition d'un "anti-crossing" n'est pas la même, car celle-ci est directement fonction de l'indice effectif des modes guidés dans la gaine dépendant de Λ . Pour les fibres LPF de distance inter-trous de $30\mu\text{m}$ aucune dégradation de la qualité de faisceau n'est observée ni à froid ni en fonctionnement pour des puissances inférieures à 294W . A partir de $45\mu\text{m}$ le phénomène est observé systématiquement à des niveaux bien inférieurs à 294W , son seuil d'apparition et l'occurrence de ses apparitions dépendant des caractéristiques de la fibre, en particulier de la valeur de la dépression Δn entre le coeur dopé et de la silice et de la distance inter-trous Λ . On constate cette différence de seuil d'apparition sur la figure 1.19.

La connaissance du seuil d'apparition de l'effet d' "anti-crossing" a permis d'utiliser une fibre de type LPF possédant une distance inter-trous de $75\mu\text{m}$ et un diamètre de coeur de $135\mu\text{m}$ pour amplifier des impulsions nanosecondes de façon à ce que le faisceau de sortie présente la meilleure qualité possible à la puissance maximum de 140W , correspondant à une énergie par impulsion de 28.5mJ [53]. Le M^2 mesuré à cette puissance est de 1.6, et de 1.3 en effectuant un filtrage spatial, faisant perdre une dizaine de watts sur la puissance totale.

Les fibres de type LPF telles que la distance inter-trous est de $30\mu\text{m}$ permettent de travailler sous les seuils d'instabilités modales pour des puissances de sortie jusqu'à 294W . Dans cette thèse nous utiliserons des fibres de distance inter-trous 30 et $40\mu\text{m}$.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit les notions théoriques utiles à la lecture de la thèse, et établi l'état de l'art des architectures de fibres à large aire modale.

Des fibres microstructurées de type HF19 ainsi que des fibres à larges trous LPF ont été utilisées dans ces travaux de thèse. Dans le chapitre suivant nous nous intéressons à la problématique de l'amplification directe d'impulsions picosecondes dans ces fibres barreaux. Cette méthode d'amplification sera étudiée d'un point de vue théorique et expérimental. Nous analyserons les performances atteintes, et également les limitations rencontrées.

Les chapitres suivants seront dédiés à l'amélioration des performances obtenues avec la technique d'amplification directe, et au développement de nouvelles architectures d'amplificateurs, qui seront spécialement conçues pour amplifier des impulsions de durée initiale supérieure à 15ps .

Bibliographie

- [1] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, fourth edition, 2007.
- [2] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer. Radiation losses in glass optical waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 17(423), 1970.
- [3] John A. Buck. *Fundamentals of Optical Fibers*. Wiley, second edition, 2004.
- [4] D. Gloge. Weakly guiding fibers. *Appl. Opt.*, 10(10), 1971.
- [5] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 21(19), 1996.
- [6] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 285(5433), 1999.
- [7] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 22(13), 1997.
- [8] M. Koshiba. Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method. *IEICE Trans. Electron.*, E85-C(4), 2002.
- [9] M. Koshiba and K. Saitoh. Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers. *Opt. Lett.*, 29(15), 2004.
- [10] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J. Miret, P. Andrès, and M.V. Andrès. Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 24(5), 1999.
- [11] Z. Zhu and T. G. Brown. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers. *Opt. Express*, 10(17), 2002.
- [12] K. Saitoh and M. Koshiba. Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 13(1), 2005.
- [13] N. A. Mortensen. Effective area of photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 10(7), 2002.
- [14] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, and K. P. Hansen. Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 28(20), 2003.
- [15] B. T. Kuhlmey, R. C. McPhedran, and C. M. de Sterke. Modal cutoff in microstructured optical fibers. *Opt. Lett.*, 27(19), 2002.
- [16] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. St. J. Russel, and J.-P. de Sandro. Large mode area photonic crystal fiber. *Electron. Lett.*, 34(13), 1998.
- [17] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack. Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Appl. Phys. Lett.*, 5(4), 1964.
- [18] I. H. Malitson. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *J. Opt. Soc. Am.*, 55(10), 1965.
- [19] N. Bloembergen. *Nonlinear optics*. New York : Benjamin, 1965.

- [20] G. P. Agrawal. Optical pulse propagation in doped fiber amplifiers. *Phys. Rev. A*, 44(11), 1991.
- [21] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 84(26), 2000.
- [22] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. M. Dudley, and J. D. Harvey. Self-similar propagation of high-power parabolic pulses in optical fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 25(24), 2000.
- [23] C. Hönninger, R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G. Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G.A. Mourou, I. Johannsen, A. Giesen, W. Seeber, and U. Keller. Ultrafast Ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers. *Appl. Phys. B*, 69, 1999.
- [24] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, , and B.C. McCollum. Double clad, offset core Nd fiber laser. *Conference Paper : Optical Fiber Sensors (OFS)*, 1988.
- [25] D. Taverner, D. J. Richardson, L. Dong, J. E. Caplen, K. Williams, and R. V. Panty. 158 μ J pulses from a single-transverse-mode, large-mode-area Erbium-doped fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 22(6), 1997.
- [26] D. Marcuse. Curvature loss formula for optical fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, 66(3), 1976.
- [27] J. Limpert, A. Liem, T. Gabler, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Jetschke S. Unger, and H.-R. Müller. High-average-power picosecond Yb-doped fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 26(23), 2001.
- [28] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, and L. Goldberg. Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 25(7), 2000.
- [29] H. L. Offerhaus, N. G. Broderick, D. J. Richardson, R. Sammut, J. Caplen, and L. Dong. High-energy single-transverse-mode Q-switched fiber laser based on a multimode large-mode-area erbium-doped fiber. *Opt. Lett.*, 23(21), 1998.
- [30] J. M. Sousa and O. G. Okhotnikov. Multimode Er-doped fiber for single-transverse-mode amplification. *Appl. Phys. Lett.*, 74(11), 1999.
- [31] T. Bhutta, J. I. Mackenzie, David P. Shepherd, and R. J. Beach. Spatial dopant profiles for transverse-mode selection in multimode waveguides. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(7), 2002.
- [32] M. E. Fermann. Single-mode excitation of multimode fibers with ultrashort pulses. *Opt. Lett.*, 23(1), 1998.
- [33] M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, and N.A. Mortensen. Singlemode photonic crystal fibre with effective area of 600 μ m² and low bending loss. *Electron. Lett.*, 39(25), 2003.
- [34] N. A. Mortensen, M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, A. Petersson, and H. R. Simonsen. Improved large-mode area endlessly single-mode photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 28(393), 2003.
- [35] K. Saitoh, Y. Tsuchida, M. Koshiba, and N. A. Mortensen. Endlessly single-mode holey fibers : the influence of core design. *Opt. Express*, 13(26), 2005.

- [36] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 11(7), 2003.
- [37] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen. Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier. *Opt. Express*, 13(4), 2004.
- [38] J. Limpert, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, C. Jakobsen, H. Simonsen, and N. A. Mortensen. Extended large-mode-area single-mode microstructured fiber laser. *Conference on Lasers and Electro-Optics, CMS*, 2004.
- [39] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power rod-type photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 12(7), 2005.
- [40] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, and F. Salin. Extended single-mode photonic crystal fiber lasers. *Opt. Express*, 14(7), 2006.
- [41] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann. Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 32(24), 2007.
- [42] S. Pierrot, F. Liegeois, J. Saby, B. Cocquelin, Y. Hernandez, F. Salin, and D. Gianone. All fibre high repetition rate, high power picosecond laser and UV generation. *Conference paper : FILAS 2011, JWA5*, 2011.
- [43] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann. Femtosecond fiber CPA system emitting 830W average output power. *Opt. Lett.*, 35(2), 2010.
- [44] C. Jauregui, T. Eidam, J. Limpert, and A. Tünnermann. Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(4), 2011.
- [45] M. Baumgartl, F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, B. Ortac, J. Limpert, and A. Tünnermann. High average and peak power femtosecond large-pitch photonic-crystal-fiber laser. *Opt. Lett.*, 36(2), 2010.
- [46] F. Jansen, F. Stutzki, H.-J. Otto, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann. The influence of index-depressions in core-pumped Yb-doped large pitch fibers. *Opt. Express*, 18(26), 2010.
- [47] W. S. Wong, X. Peng, J. M. McLaughlin, and L. Dong. Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers. *Opt. Lett.*, 30(21), 2005.
- [48] F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann. High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation. *Opt. Lett.*, 36(5), 2011.

- [49] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann. Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8GW peak power. *Opt. Express*, 19(1), 2011.
- [50] J. A. West, C. M. Smith, N. F. Borrelli, D. C. Allan, and K. W. Koch. Surface modes in air-core photonic band-gap fibers. *Opt. Express*, 12(8), 2004.
- [51] F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann. Avoided crossings in photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 19(14), 2011.
- [52] F. Jansen, F. Stutzki, H.-J. Otto, T. Eidam, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann. Thermally induced waveguide changes in active fibers. *Opt. Express*, 20(4), 2012.
- [53] F. Stutzki, F. Jansen, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann. 26mJ, 130W Q-switched fiber-laser system with near-diffraction-limited beam quality. *Opt. Lett.*, 37(6), 2012.

Chapitre 2

Amplification directe d'impulsions picosecondes

La première partie de la thèse a été consacrée à l'amplification directe d'impulsions picosecondes dans des fibres microstructurées. L'objectif a été de développer des sources picosecondes de forte puissance à l'architecture simple, pour faciliter la stabilisation des performances et obtenir des sources viables dans un contexte industriel. Ainsi le recours au schéma classique d'amplification à dérive de fréquence a volontairement été écarté de ces premières expériences. Il s'agit tout d'abord d'explorer les possibilités en terme de performances et également de limitations de l'amplification directe d'impulsions picosecondes.

Dans la première partie de ce chapitre nous donnerons les outils de calcul des populations qui permettent d'appréhender la dynamique de l'amplification dans les fibres microstructurées, afin de la situer par rapport aux autres techniques d'amplification, et également de concevoir l'architecture d'amplificateur la plus adaptée au problème. Dans un second temps nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus et les comparerons aux modèles théoriques ; enfin nous résumerons les limitations rencontrées afin d'amener les propositions d'améliorations de l'architecture laser exploitées dans les chapitres qui suivent.

2.1 Théorie de l'amplification - Modèle de Frantz-Nodvik

Lorsqu'une impulsion traverse un amplificateur à fibre, son amplitude et sa phase peuvent être modifiées. Le modèle que nous présentons ici ne s'intéresse qu'à la variation de l'énergie contenue dans une impulsion au cours de sa propagation dans un milieu amplificateur, et ne traite pas des effets sur la phase. Il s'agit d'un outil de calcul du gain en fonction des paramètres caractéristiques de l'impulsion de départ et du milieu actif. Le modèle présenté sera appliqué dans la partie suivante à des cas expérimentaux.

2.1.1 Dynamique des populations

L'ion Ytterbium inséré dans une matrice de silice se comporte comme un système à quasi-trois niveaux. Cependant pour la modélisation on ne considère usuellement que deux niveaux, en supposant que la relaxation du niveau bas de la transition laser vers le niveau fondamental est instantanée. Partant de cette hypothèse l'évolution temporelle de la population excitée est donnée par :

$$\frac{dn_2}{dt} = (\sigma_{ap}n_1 - \sigma_{ep}n_2)\frac{I_p}{h\nu_p} + (\sigma_{as}n_1 - \sigma_{es}n_2)\frac{I_s}{h\nu_s} - \frac{n_2}{\tau_{fluo}} \quad (2.1)$$

où :

- n_1 et n_2 sont les densités de population des niveaux respectivement bas et haut de la transition laser (m^{-3})
- $\sigma_{es,p}$ et $\sigma_{as,p}$ sont les sections efficaces d'émission et d'absorption aux longueurs d'onde laser et pompe (m^2).
- I_s et I_p les intensités signal et pompe (W.m^{-2}).
- ν_s et ν_p les fréquences optiques signal et pompe (s^{-1}) telles que $\nu_i = c/\lambda_i$.
- τ_{fluo} est la durée de vie de l'état excité (s)

On définit les gains linéiques (m^{-1}) pour le signal et pour la pompe par :

$$g_0 = (\sigma_{es} + \sigma_{as})n_2 - \sigma_{as}n_{tot} \quad (2.2)$$

$$g_p = (\sigma_{ep} + \sigma_{ap})n_2 - \sigma_{ap}n_{tot} \quad (2.3)$$

n_{tot} est la densité totale de population (m^{-3}) telle que $n_{tot} = n_1 + n_2$, cela correspond à la densité de dopants.

Au repos l'ion Ytterbium dans une matrice de silice absorbe à la longueur d'onde de pompe. Pour que le matériau devienne transparent à cette longueur d'onde (gain linéique nul), il est nécessaire de porter à l'état excité une certaine fraction de la population totale. Le taux de population excitée à la transparence de pompe s'écrit :

$$\beta_{tr}^p = \frac{n_{2tr}^p}{n_{tot}} = \frac{\sigma_{ap}}{\sigma_{ep} + \sigma_{ap}} \quad (2.4)$$

A la longueur d'onde de pompe 976nm, ce taux s'élève à $\beta_{tr}^p=0.485$. L'absorption de la pompe est donc saturée lorsque l'on a porté près de la moitié de la population totale à l'état excité. Dans ce cas de figure, le gain linéique pour le signal est maximum et vaut :

$$g_0^{max} = (\sigma_{es} + \sigma_{as})(n_{2tr}^p - n_{2tr}^s) \quad (2.5)$$

où n_{2tr}^s est la densité de population à la transparence à la longueur d'onde signal $n_{2tr}^s = \frac{\sigma_{as}}{\sigma_{es} + \sigma_{as}}n_{tot}$. Hormis les sections efficaces qui sont a priori constantes d'une fibre à l'autre, cette grandeur ne dépend donc que du dopage de la fibre n_{tot} .

Les valeurs des sections efficaces d'émission et d'absorption aux longueurs d'onde qui nous intéressent s'élèvent à :

| λ (nm) | Sections efficaces |
|----------------|---|
| 1030 | $\sigma_{es} = 5,65.10^{-25} \text{ m}^2$ |
| 1030 | $\sigma_{as} = 3,65.10^{-26} \text{ m}^2$ |
| 976 | $\sigma_{ep} = 2,47.10^{-24} \text{ m}^2$ |
| 976 | $\sigma_{ap} = 2,33.10^{-24} \text{ m}^2$ |

Ainsi pour un dopage de 3.10^{25} m^{-3} , le gain linéique maximum pour la longueur d'onde 1030nm s'élève ainsi à 8 m^{-1} soit environ 35dB.m^{-1} .

2.1.2 Système de Frantz-Nodvik

La théorie de l'amplification de signaux pulsés développée par Frantz et Nodvik [1] est présentée ici. Elle permet de décrire l'évolution d'impulsions se propageant dans un milieu amplificateur, et plus particulièrement de déterminer les valeurs de leur énergie ainsi que du gain linéique à la longueur d'onde signal en tout point du milieu, et à chaque instant.

Partant d'impulsions dont l'énergie, la durée, la longueur d'onde centrale et le taux de répétition sont connus, l'évolution de leur amplitude au cours de leur propagation dans un milieu actif a initialement été décrite au moyen du système d'équations couplées suivant :

$$\frac{\partial \phi_L}{\partial t} + v \frac{\partial \phi_L}{\partial z} = v \phi_L g_0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -v \phi_L g_0 \quad (2.7)$$

avec :

- ϕ_L la densité de photons (m^{-3})
- g_0 le gain linéique signal (m^{-1})
- v la vitesse de la lumière dans le milieu (m.s^{-1}) telle que $v=c/n_0$ où n_0 est l'indice du milieu.

La première équation est une équation d'advection décrivant le transport des photons dans le milieu considéré. La seconde porte sur la variation de la population excitée au cours du temps. Ainsi le terme $v\phi_L g_0$ constitue un gain dans la première équation et une perte dans la seconde.

Dans ce modèle le pompage est pris en compte entre deux impulsions, mais est négligé pendant l'amplification. En effet les fibres utilisées dans cette thèse sont courtes ($<1\text{m}$), une impulsion les traverse en moins de 5ns . Les taux de répétition laser maximum employés lors de l'amplification sont de l'ordre de la dizaine de MHz (mais plus souvent entre 500kHz et 1MHz), ce qui correspond à un délai d'au moins 100ns entre chaque impulsion. On considère dès lors que le pompage pendant l'amplification est négligeable devant le pompage entre deux impulsions.

Pour la même raison, l'émission spontanée n'est pas prise en compte pendant la phase d'amplification, le temps caractéristique de décroissance de la population excitée par fluorescence étant de l'ordre de 1ms .

Ce système est résolu numériquement par la méthode des différences finies, dite FDTD de l'anglais "Finite Difference Time Domain". Cette méthode consiste à remplacer les dérivées par leur taux d'accroissement sur un certain pas différentiel dt ou dz , et à estimer les grandeurs ϕ_L et g_0 sur chaque pas de temps et d'espace. Cela permet de connaître les valeurs d'énergie laser et de gain linéique en tout point de la fibre, et à chaque instant.

La résolution est ici menée sur une seule dimension, qui correspond à l'axe de la fibre repéré par la coordonnée z . Cela peut s'avérer limitant en particulier pour modéliser l'absorption de la pompe multimode dans le coeur dopé : le signal pompe se propageant dans la double gaine n'est absorbé que lorsqu'il traverse le coeur dopé. La puissance pompe utile doit ainsi être ramenée dans le calcul à une surface bien inférieure à la surface de la gaine dans laquelle elle se propage. Pour rendre compte de cela le gain linéique de pompe g_p est multiplié par

un facteur d'injection de la puissance pompe [2] défini par :

$$\Gamma_p = \frac{S_c}{S_p} \quad (2.8)$$

où S_c et S_p sont respectivement les surfaces de coeur et de la gaine de pompe.

On peut de même définir le facteur d'injection pour rendre compte de la différence de diamètre entre le coeur et le mode existant dans les fibres microstructurées :

$$\Gamma_s = \frac{S_m}{S_c} \quad (2.9)$$

où S_m est la surface du mode. Ce facteur est de la même façon multiplié dans le modèle par le gain linéique signal g_0 .

Résolution

Partant d'une condition initiale que nous préciserons sur le gain linéique, les impulsions sont propagées les unes après les autres dans le milieu amplificateur. A chaque passage les valeurs de ϕ_L et g_0 sont actualisées en tout point de la fibre jusqu'à ce que le système converge vers un état stationnaire. Sachant que le pompage n'est pris en compte qu'entre deux impulsions, on procède en deux étapes pour mener la démarche de résolution :

1. La première consiste à faire propager l'impulsion et recalculer le gain linéique après son passage grâce aux équations de Frantz-Nodvik.
2. La seconde consiste à repomper le milieu entre deux impulsions.

Pour le pompage, l'équation régissant l'évolution de la population excitée 2.1 est résolue en l'absence d'intensité signal $I_s = 0$.

En supposant que l'intensité de pompe est constante (émission continue) cette équation s'intègre facilement selon :

$$n_2(t) = (n_2(0) - n_2(\infty)) e^{-\frac{t}{\tau_{eff}}} + n_2(\infty) \quad (2.10)$$

où $n_2(\infty)$ est la densité de population excitée en régime permanent, I_{psat} l'intensité pompe de saturation et τ_{eff} la durée caractéristique de stockage de l'énergie tels que :

$$n_2(\infty) = \frac{\beta_{tr} n_{tot}}{1 + \frac{I_{psat}}{I_p}} \quad , \quad I_{psat} = \frac{h\nu_p}{\tau_{fluo}(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})} \quad \text{et} \quad \tau_{eff} = \frac{\tau_{fluo}}{1 + \frac{I_p \tau_{fluo}(\sigma_{ep} + \sigma_{ap})}{h\nu_p}}$$

Pour utiliser cette formule 2.10 pour le repompage, il faut considérer comme condition initiale $n_2(0)$ l'inversion de population restante après le passage de la dernière impulsion, et comme temps t l'inverse du taux de répétition.

Condition initiale

Gain linéique

Le résultat de la simulation est indépendant du choix de la condition initiale sur le gain linéique. Cependant on peut choisir une condition initiale qui permet de converger plus rapidement vers le régime permanent. On a typiquement le choix entre la condition initiale d'un gain linéique correspondant à une inversion saturée et celle d'un gain linéique nul. Selon les données du problème l'une ou l'autre permettra de converger plus rapidement vers l'état final.

Densité de photons

La densité de photons correspond à un nombre de photons par unité de volume. Considérant que les impulsions présentent un profil temporel gaussien, on définit une répartition gaussienne de l'énergie en fonction du temps. Cette énergie est convertie en nombre de photons par unité de volume en divisant par l'énergie du photon $h\nu_s$, où ν_s est la fréquence optique signal, et par le volume élémentaire noté $d\tau$ donné par le produit de l'étendue spatiale de l'impulsion pendant le pas temporel dt et de la surface du mode dans la fibre.

Mise en oeuvre du modèle

Ci-dessous on donne un exemple de mise en oeuvre du modèle. Il s'agit de montrer par un cas concret quelles sont les grandeurs accessibles, et ainsi fixer les idées sur les possibilités de dimensionnement dont on dispose avec ce modèle. On représente en premier le gain linéique g_0 en fonction de la position dans la fibre. Partant d'une condition initiale où l'inversion de population est saturée, on trace le gain linéique restant après chaque passage d'une impulsion jusqu'à converger vers un état stationnaire. Le gain linéique initial est ici égal à 7.2 m^{-1} en tout point de la fibre, il est représenté en rouge sur la figure.

Sur le second graphique on a tracé l'évolution d'une impulsion de 50ps se propageant le long de la fibre lorsque le gain linéique est à l'état stationnaire. Son unité est la densité de photons (m^{-3}), qui correspond à la grandeur ϕ_L utilisée dans le calcul (équation 2.6). On a également représenté en rouge la courbe de l'énergie le long de la fibre en μJ correspondante. L'énergie est obtenue par intégration de la densité de photon par rapport au temps à chaque pas d'espace, et par multiplication par le facteur de conversion $h\nu_s d\tau$.

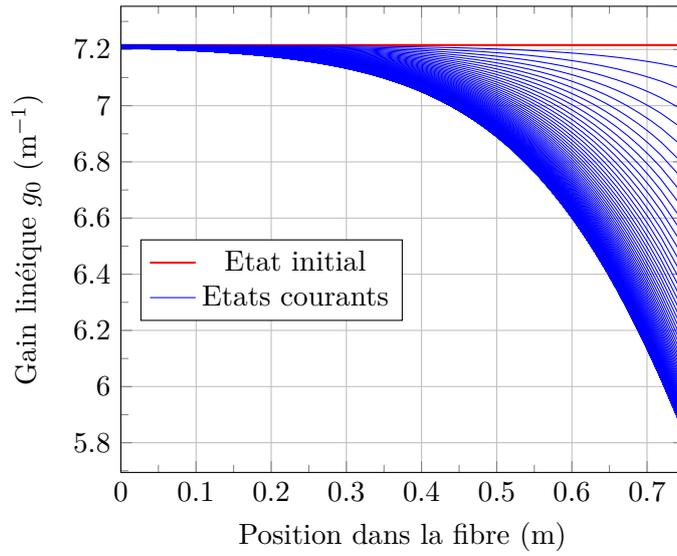


FIGURE 2.1 – Gain linéique restant après plusieurs passages d'impulsions de 50ps dans une fibre de 75cm pompée par 80W.

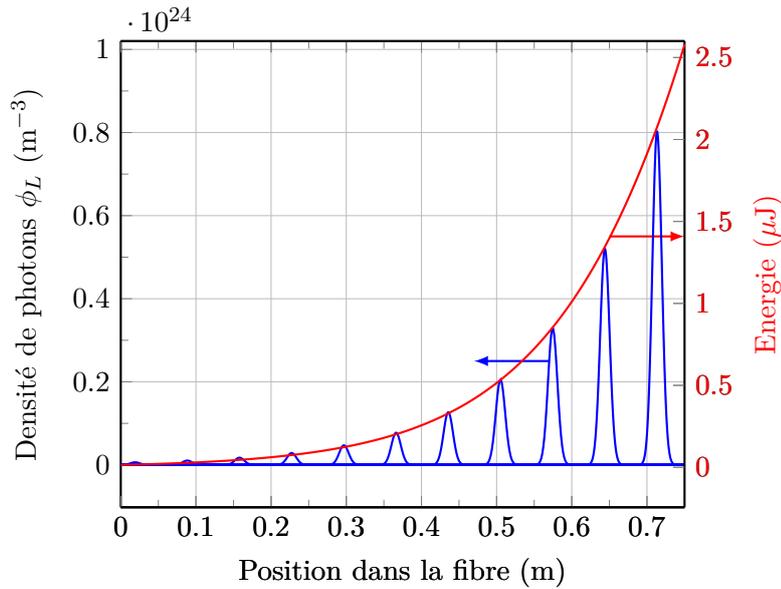


FIGURE 2.2 – Evolution d'une impulsion de 50ps dans une fibre de 75cm pompée par 80W et énergie correspondante en régime permanent.

Les paramètres exacts de la simulation qui ont été utilisés ici sont :

- $\lambda_{Signal}=1030\text{nm} / \lambda_{Pompe}=975\text{nm}$
- $\sigma_{es} = 5,65 \cdot 10^{-25} \text{m}^2 / \sigma_{as} = 3,65 \cdot 10^{-26} \text{m}^2 / \sigma_{ep} = 2,47 \cdot 10^{-24} \text{m}^2 / \sigma_{ap} = 2,33 \cdot 10^{-24} \text{m}^2$
- Dopage $n_0=3 \cdot 10^{25} \text{m}^{-3}$
- Puissance d'entrée $P_e=10 \text{mW}$
- Taux de répétition = 500kHz
- Longueur de fibre = 75cm

- Puissance de pompe $P_p=80\text{W}$
- $\phi_{pompe}=180\mu\text{m}$ / $\phi_{coeur}=45\mu\text{m}$ / $\phi_{mode}=33\mu\text{m}$, où ϕ indique le diamètre.

En régime permanent l'énergie de sortie est de $2.6\mu\text{J}$ dans cet exemple, pour une énergie d'entrée de 20nJ , ce qui correspond à un gain de 21dB . On a ainsi accès par ce modèle au profil du gain linéique ainsi qu'à l'énergie le long de la fibre en régime permanent, et on peut également étudier l'évolution de la forme temporelle d'une impulsion, utile en cas de saturation du gain [3].

Intérêt

L'intérêt de ce modèle est de dégager les tendances d'évolution des grandeurs utiles et accessibles expérimentalement en fonction des paramètres du problème, telles que l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée ou encore du gain selon la longueur du milieu actif, mais non pas d'estimer les valeurs absolues de ces grandeurs. Cela pourra servir à dimensionner un amplificateur : connaissant les caractéristiques d'un signal à amplifier et des performances à atteindre, on pourra obtenir un ordre de grandeur des longueurs de fibre à utiliser, du nombre d'étages d'amplification nécessaires et ainsi identifier l'architecture de l'amplificateur la plus pertinente.

Par ailleurs dans le cas d'ajustement de courbes expérimentales, la connaissance de l'énergie en tout point de la fibre permettra de calculer l'intégrale B accumulée au cours de la propagation.

Enfin comme évoqué précédemment dans le cas de la saturation du gain, ce modèle permet de prédire la déformation temporelle subie par l'impulsion au cours de sa propagation dans le milieu [3]. Nous aborderons la question de la saturation du gain dans la suite.

Formule intégrée de Frantz-Nodvik

La formule intégrée de Frantz-Nodvik, obtenue à partir des solutions analytiques du système précédent établies par Frantz et Nodvik [1], permet de connaître l'énergie en tout point d'un milieu amplificateur, moyennant la connaissance du gain linéique g_0 avant le passage de l'impulsion. Elle s'écrit :

$$E_{out}(z) = E_{sat} \cdot \ln \left[1 + G_0(z) \cdot \left(\exp \left(\frac{E_{in}}{E_{sat}} \right) - 1 \right) \right] \quad (2.11)$$

G_0 correspond à la fonction de transfert en énergie de l'amplificateur sur un passage de l'impulsion tel que :

$$G_0(z) = \left(\frac{E_{out}}{E_{in}} \right)_{1passage} = \exp \left(\int_0^z g_0(x) dx \right) \quad (2.12)$$

et E_{sat} est l'énergie de saturation ne dépendant que des caractéristiques du milieu amplificateur :

$$E_{sat} = \frac{h\nu_S}{\sigma_{es} + \sigma_{as}} S_d \quad (2.13)$$

avec S_d la surface dopée du coeur.

Pour pouvoir utiliser cette formule nous devons connaître le gain g_0 en régime permanent. Dans le cas où l'on ne dispose pas d'expression analytique simple, une méthode de calcul

itérative comme présenté précédemment est nécessaire à connaître le profil d'énergie le long du milieu amplificateur en régime permanent. Cette formule est donc davantage adaptée à étudier des cas simples où le gain g_0 est connu. Par ailleurs, elle est utile à comprendre le comportement théorique d'un amplificateur, notamment on en tire deux tendances notables selon la valeur de l'énergie d'entrée :

- Si l'énergie d'entrée est très faible devant l'énergie de saturation, $E_{in} \ll E_{sat}$, la formule peut-être simplifiée selon : $E_{out}(z) \approx E_{in}G_0(z) = E_{in}exp(g_0z)$
- A l'inverse si $E_{in} \gg E_{sat}$ on a :
 $E_{out}(z) \approx E_{in} + E_{sat}g_0z$

Le premier cas correspond à l'approximation dite "petit signal" : lorsque l'énergie d'entrée est très faible devant E_{sat} , l'énergie contenue dans l'impulsion évolue exponentiellement le long du milieu actif. Dans le second cas, l'énergie augmente linéairement dans le milieu, et toute l'énergie stockée est restituée à l'impulsion, on parle alors de régime d'extraction.

Si on considère de nouveau l'exemple donné précédemment (figures 2.1 et 2.2) l'énergie d'entrée s'élevait à 20nJ, et l'énergie de saturation de la fibre modélisée à 274 μ J. Nous étions alors proches du régime petit signal. Sur la figure 2.2 l'évolution de l'amplitude de l'impulsion se rapproche en effet d'une tendance d'augmentation exponentielle le long de la fibre.

Selon la valeur de l'énergie de saturation du milieu il sera plus ou moins aisé de se placer en régime d'extraction. Dans le paragraphe suivant nous verrons où se situe l'amplification dans les fibres microstructurées par rapport à ces deux cas extrêmes.

2.1.3 Régime d'extraction

Le dimensionnement d'un amplificateur repose sur deux questions centrales : la première porte sur la quantité d'énergie qu'il est possible d'extraire d'un milieu actif, et la seconde sur les moyens de l'extraire, qui touchent l'architecture de l'amplificateur.

Certaines architectures telles que les amplificateurs régénératifs permettent d'extraire la totalité de l'énergie stockée et y situent leur point de fonctionnement stable [4]. Dans les amplificateurs fibrés on se place moins systématiquement à ce point de fonctionnement. En effet dans le cas de l'Ytterbium inséré dans une matrice de silice, les énergies stockées sont considérables et compte tenu du confinement du signal dans les fibres, les fluences en jeu dans un régime d'extraction sont souvent supérieures aux seuils d'endommagement de la silice.

Comme nous l'avons vu, la fluence de saturation du milieu amplificateur est définie par :

$$F_{sat} = \frac{h\nu_S}{\sigma_{es} + \sigma_{as}} \quad (2.14)$$

Pour une fibre dopée Ytterbium, cette fluence de saturation s'élève à 32J.cm⁻² à 1030nm. Pour comparaison elle est de l'ordre de 1J/cm² dans les cristaux de Saphir dopé au Titane [5], de 7J.cm⁻² dans les verres dopés aux ions Néodyme [6], et de 0.7J.cm⁻² dans les cristaux de YAG dopés aux ions Néodyme [4].

L'énergie stockée dans un milieu actif est directement proportionnelle à cette fluence de saturation, elle est donnée par [7] :

$$E_{sto} = g_0 F_{sat} S_d L \quad (2.15)$$

où g_0 est le gain linéique de l'amplificateur et S_d est la surface dopée du coeur de la fibre.

L'on comprend dès lors que s'il est possible d'extraire la totalité de l'énergie stockée dans un amplificateur régénératif à base de cristaux de YAG dopés aux ions Néodyme, cela est plus délicat dans le cas des fibres dopées Ytterbium. En effet, à gain linéique g_0 équivalent, l'énergie stockée dans un cristal Nd : YAG est 45 fois plus faible que dans une fibre dopée Ytterbium, et d'autre part les contraintes sur la qualité spatiale du mode très limitantes dans les fibres sont moindres pour les cristaux : pour augmenter les tailles de faisceau et s'affranchir d'un endommagement, la solution d'augmenter la taille du cristal est, bien que coûteuse, relativement simple à mettre en oeuvre.

Nous sommes ainsi beaucoup plus limités par l'endommagement dans les fibres que dans la plupart des autres technologies d'amplificateur basées sur des cristaux.

La fluence correspondant au seuil de dommage en surface de la silice fondue est égale à la valeur de fluence de saturation de la silice dopée Ytterbium pour une durée d'impulsion d'environ 500ps [8]. Or nous avons vu que pour se placer en régime d'extraction, il faut que l'énergie de l'impulsion se propageant dans le milieu amplificateur soit plus élevée que l'énergie de saturation du milieu.

Ainsi, si l'on souhaite amplifier des impulsions de durées inférieures à 500ps, on ne pourra pas atteindre la fluence de saturation dans l'amplificateur, et il ne sera alors pas possible d'extraire la totalité de l'énergie stockée comme cela peut être le cas dans les cristaux.

L'impossibilité théorique de travailler en régime d'extraction pour des durées d'impulsions inférieures à 500ps est une caractéristique des amplificateurs fibrés. Les amplificateurs à dérive de fréquence [9] (dits CPA de l'anglais "Chirped-Pulse Amplification") à base de fibres microstructurées fonctionnent ainsi le plus souvent sur la base d'impulsions étirées à plus de 500ps. Dans le tableau ci-dessous nous donnons deux exemples de résultats obtenus en régime d'extraction grâce à une architecture CPA classique basée sur des fibres microstructurées :

| Auteurs | τ_p oscillateur | τ_p étirement | E_{extr} | τ_p compression |
|------------------------|----------------------|--------------------|------------|----------------------|
| Röser et al. 2007 [10] | 400fs | 2ns | 1.45mJ | 800fs |
| Eidam et al. 2011 [11] | - | 3ns | 3mJ | 500fs |

TABLE 2.1 – Amplificateurs à fibre basés sur une architecture CPA travaillant en régime d'extraction et délivrant de fortes énergies.

où τ_p indique la durée d'impulsion, et E_{extr} l'énergie obtenue en sortie d'amplificateur avant compression. L'étirement des impulsions à plus d'une nanoseconde permet d'extraire l'énergie stockée, ici plusieurs millijoules.

Dans notre cas, les énergies extraites seront beaucoup plus faibles, mais on peut souligner qu'en vertu de leur faible section, les fibres ne sont par construction pas vouées à réaliser des sources de fortes énergies mais plutôt de fortes puissances moyennes. D'ailleurs on peut citer les résultats suivants de laser à très forte puissance moyenne et énergie plus modeste, toujours basés sur une architecture CPA :

| Auteurs | τ_p oscillateur | τ_p étirement | E_{extr} | $\langle P \rangle$ | τ_p compression |
|--------------------------|----------------------|--------------------|--------------|---------------------|----------------------|
| Röser et al. 2007 [12] | 8ps | 1ns | 144 μ J | 129W | 500fs |
| Eidam et al. 2010 [13] | 200fs | 800ps | 12.2 μ J | 950W | 640fs |
| Stutzki et al. 2011 [14] | 200fs | 800ps | 3.8 μ J | 294W | - |

TABLE 2.2 – Amplificateurs à fibre basés sur une architecture CPA travaillant sous le régime d'extraction et délivrant de fortes puissances moyennes.

$\langle P \rangle$ désigne la puissance moyenne obtenue avant compression. Les énergies extraites sont ici plus modestes, par contre les puissances moyennes très importantes, jusqu'à 830W après compression pour le résultat d'Eidam et al. Les fibres microstructurées sont particulièrement adaptées à cette gamme de performances. Nos résultats présentés dans la suite ont été obtenus dans ce régime de fonctionnement situé sous le régime d'extraction.

Notons par ailleurs que travailler sous les seuils d'extraction implique que les impulsions ne subiront pas de déformation temporelle par saturation du gain, et qu'il est alors possible d'amplifier des impulsions de formes diverses qui seront conservées pendant l'amplification.

2.1.4 Dimensionnement de l'amplificateur

Pour quantifier l'extraction dans un milieu amplificateur, deux principaux critères sont utilisés [15]. Le premier fait intervenir des puissances moyennes et est donné par :

$$\xi = \frac{P_{out} - P_{in}}{P_p} \quad (2.16)$$

où $P_{in,out}$ sont les puissances moyennes d'entrée et de sortie et P_p la puissance de pompe. Ce critère est commode pour calculer l'extraction expérimentale car il dépend de grandeurs facilement mesurables.

Le second critère quantifie l'extraction en terme d'énergie, son expression analytique est la suivante :

$$\xi = \frac{E_{out} - E_{in}}{E_{sto}} \quad (2.17)$$

où $E_{in,out}$ sont les énergies d'entrée et de sortie et E_{sto} l'énergie stockée. Le gain linéique apparaissant dans l'expression de l'énergie stockée $E_{sto} = g_0 F_{sat} S_m L$ est pris égal à la moyenne du gain linéique le long de la fibre en régime permanent :

$$\langle g_0 \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L g_0(z) dz \quad (2.18)$$

Ce second critère est plus délicat à utiliser car nécessite la connaissance du profil du gain linéique g_0 le long de l'amplificateur à l'état final.

Selon le régime d'extraction dans lequel on situe, l'on choisira l'une ou l'autre de ces définitions du rendement d'extraction. Ainsi l'on préfère utiliser la première définition lorsque les signaux à amplifier sont caractérisés par un haut taux de répétition, et une faible énergie par impulsion. Dans ce cas de figure la grandeur d'intérêt est la puissance moyenne plutôt que l'énergie, ce type d'amplificateur fonctionnant généralement sous le régime d'extraction. Le second critère en revanche convient à caractériser des amplificateurs utilisés en régime d'extraction, ce qui est le cas lorsque l'on travaille à basse cadence, et/ou avec des impulsions

de durées supérieures à 500ps, qui permettent d'amplifier les signaux au-delà de l'énergie de saturation du milieu.

Dans le cadre de notre application d'amplification directe d'impulsions picosecondes, nous travaillons sous le régime d'extraction, et retenons donc le premier critère pour calculer l'extraction expérimentale obtenue dans nos amplificateurs.

Nous allons à présent étudier la tendance d'évolution de cette grandeur d'extraction 2.16 en fonction de la puissance d'entrée et de la longueur du milieu actif. Cela permet de donner une idée des longueurs de fibre nécessaires pour optimiser l'extraction, selon la puissance initiale du signal, et du dopage de la fibre.

Nous reprenons les mêmes paramètres que sur l'exemple précédent correspondant aux figures 2.1 et 2.2 : la cadence du signal est fixée à 500kHz, le dopage n_0 à 3.10^{25} m^{-3} et la puissance de pompe à 80W. On trace la courbe représentative de l'extraction en fonction des deux paramètres puissance d'entrée et longueur de fibre :

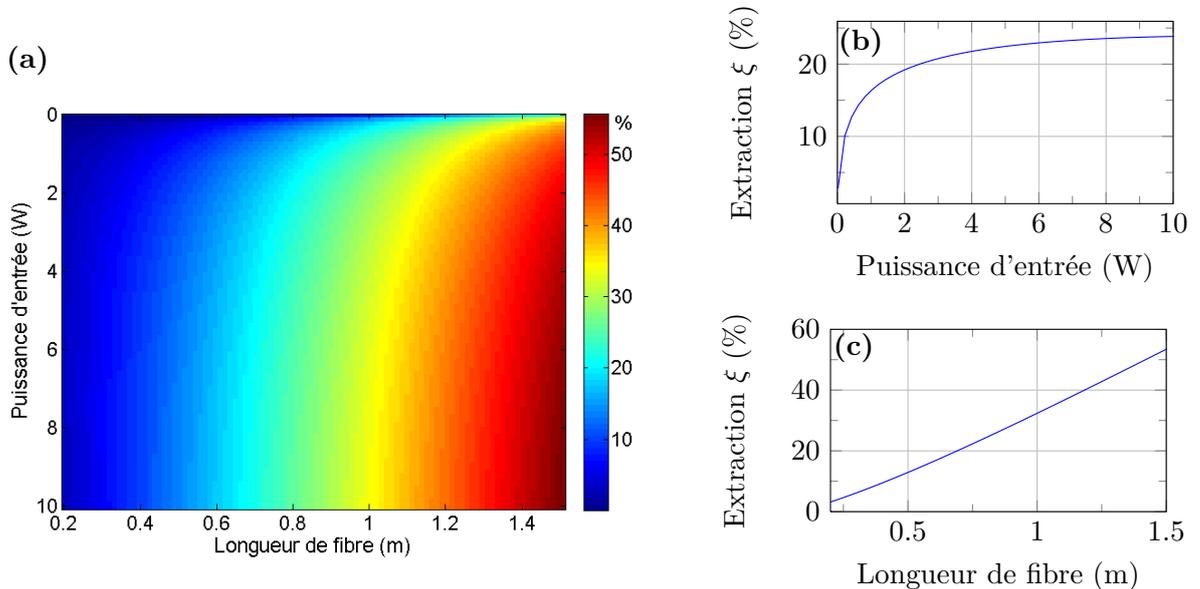


FIGURE 2.3 – (a) Extraction ξ pour un dopage de $n_0=3.10^{25} \text{ m}^{-3}$ et une puissance de pompe de 80W en fonction de la longueur de fibre et de la puissance en entrée. (b) Extraction en fonction de la puissance d'entrée pour une fibre de 75cm. (c) Extraction en fonction de la longueur de fibre pour une puissance d'entrée de 5W.

L'extraction, telle que calculée par le critère 2.16, ne varie pas de la même façon selon la puissance d'entrée et la longueur de fibre comme nous pouvons le voir sur les figures 2.3 (b) et (c). Elle est toutefois une fonction croissante de ces deux grandeurs, et est ainsi d'autant meilleure que la puissance d'entrée et la longueur du milieu actif sont élevées.

Dans cette thèse nous utilisons des fibres rigides, ce qui complique la mise en oeuvre de fibres de longueurs supérieures à 1m. En pratique nous utilisons des fibres de 75cm afin d'obtenir à la fois un encombrement et une extraction raisonnables. Dans le cas où l'énergie du signal à amplifier est très faible devant l'énergie de saturation de la fibre active, nous privilégions le recours à plusieurs étages d'amplification devant le choix d'utiliser des fibres plus longues, et dans certains cas nous effectuons deux passages dans une même fibre afin d'améliorer l'extraction. En général deux étages d'amplification suffisent à obtenir les performances souhaitées, cela sera discuté plus en détail dans la partie suivante.

Pour une fibre de 75cm nous obtenons ici une extraction maximum de 24% correspondant à une puissance d'entrée 10W. Pour améliorer cette extraction il faudrait soit augmenter le dopage de la fibre, soit se procurer une fibre dont le rapport entre le diamètre de la gaine de pompe et celui du coeur est plus faible, afin d'améliorer l'absorption du signal de pompe dans la zone dopée.

Nous venons de mener une étude théorique sur l'amplification d'impulsions dans des fibres dopées aux ions Ytterbium, nous allons à présent nous intéresser à sa mise en oeuvre expérimentale. Les modèles et formules littérales que nous venons de présenter seront utilisés pour analyser les résultats obtenus.

2.2 Résultats expérimentaux

Cette partie est consacrée à la présentation des résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de l'amplification directe d'impulsions picosecondes dans des fibres microstructurées. Dans un premier temps, nous décrirons l'architecture de l'amplificateur utilisé et de ses différents éléments constitutants. Nous présenterons dans un second temps les résultats expérimentaux obtenus, puis nous proposerons une analyse théorique de ces résultats, qui permettra de valider l'architecture laser choisie ou d'identifier des pistes d'amélioration.

2.2.1 Présentation de l'architecture laser et de ses éléments constitutants

2.2.1.1 Architecture laser

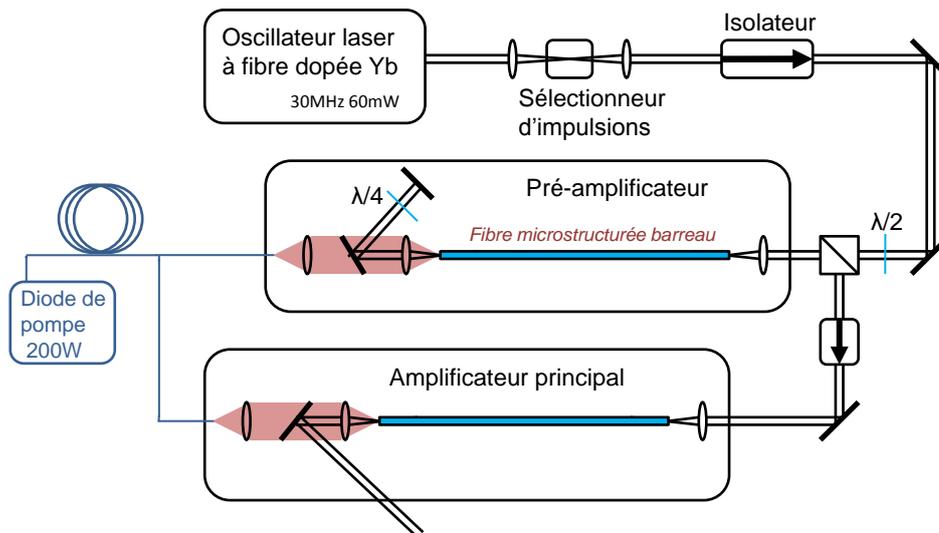


FIGURE 2.4 – Architecture de l'amplificateur laser

Pour réaliser l'amplification directe d'impulsions picosecondes, le montage optique est très simple et composé successivement des éléments suivants :

1. un oscillateur source délivrant des impulsions picosecondes de faible puissance et à haute cadence
2. un modulateur acousto-optique pour réduire le taux de répétition
3. un isolateur optique
4. un ou deux étages d'amplification composé(s) de fibres microstructurées de longueur $< 1\text{m}$
5. éventuellement un module de conversion de fréquence si l'on souhaite doubler et/ou tripler la fréquence laser.

Le signal de pompe est injecté en contra-propagatif par rapport au signal à amplifier. Si l'on dispose de deux étages d'amplification il est possible de partager le signal pompe en deux avec un coupleur de ratio à choisir. Les diodes de pompe émettant à 976nm sont couplées dans des fibres de $400\mu\text{m}$ de diamètre et de 0.22 d'ouverture numérique.

Les fibres microstructurées sont clivées avec un angle de quelques degrés des deux côtés pour éviter qu'un effet laser parasite ne se mette en place sur les faces d'entrée et de sortie.

Dans le cas où l'on souhaite amplifier le signal sur deux passages dans la même fibre, le signal est réinjecté via un miroir de renvoi à 0° et sa polarisation est tournée de 90° pour sortir sur l'autre voie d'un cube polariseur placé à l'entrée de la fibre. Pour ce faire une lame quart d'onde est placée sur le trajet du faisceau avant le miroir de renvoi.

Le principal avantage de cette architecture laser est sa simplicité, très valorisée dans un contexte industriel.

Les fibres qui ont été utilisées dans les résultats présentés dans la suite sont de deux sortes : des fibres à dix-neuf trous manquants HF19 d'une part, et des fibres de type LPF d'autre part. Avant de présenter les résultats obtenus grâce à cette architecture laser nous donnerons quelques caractéristiques des oscillateurs utilisés, du modulateur acousto-optique et nous aborderons la question du maintien de la polarisation dans les fibres microstructurées.

2.2.1.2 Oscillateur source

Tous les amplificateurs présentés dans cette thèse sont réalisés à partir d'oscillateurs à blocage de modes passif de faible puissance moyenne et de haute cadence, disponibles commercialement.

Leurs caractéristiques sont les suivantes :

- Puissance de sortie = 60mW
- Taux de répétition = 30MHz
- Durée d'impulsion = 15, 27 ou 50 ps
- Longueur d'onde centrale = 1030.65nm, 1030.96nm et 1029.00nm pour les oscillateurs respectivement 15, 27 et 50ps qui ont été utilisés.
- Largeur de spectre = limite de Fourier, i.e. respectivement 0.10, 0.06 et 0.03nm.

Ci-dessous les autocorrélations et spectres expérimentaux des oscillateurs de 15 et de 27ps réalisés en l'absence d'amplification :

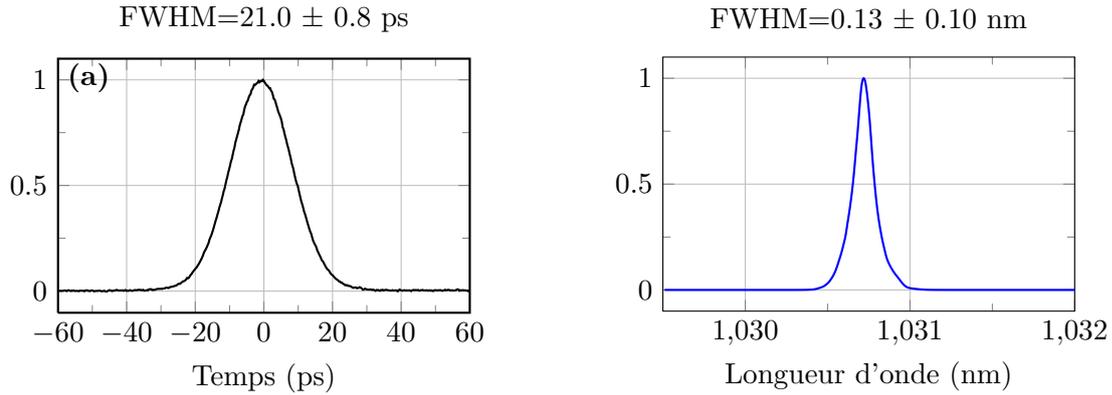


FIGURE 2.5 – Autocorrélation (a) et spectre (b) expérimentaux des impulsions de 15ps.

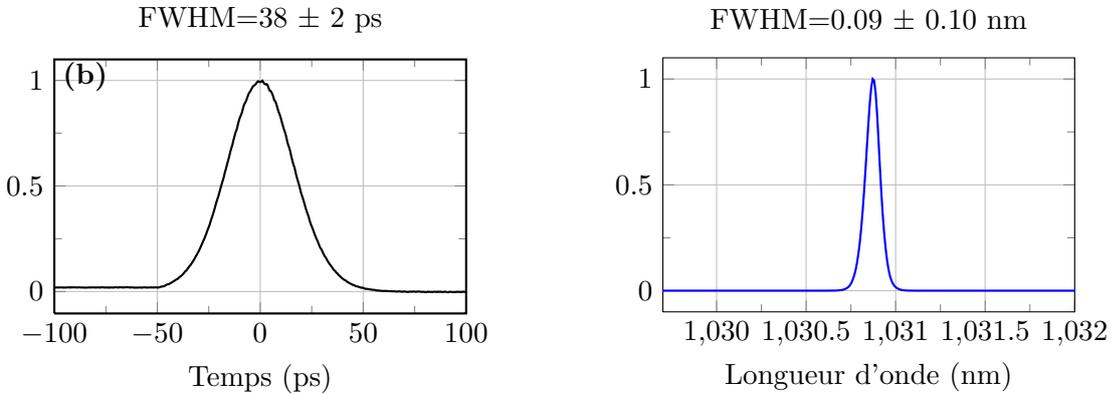


FIGURE 2.6 – Autocorrélation (a) et spectre (b) expérimentaux des impulsions de 27ps.

L'autocorrélateur utilisé pour les mesures ci-dessus a été monté pour ces travaux de thèse. Dans l'annexe A l'étalonnage de cet autocorrélateur est précisé d'où est tirée la mesure de l'incertitude donnée ci-dessus.

Pour mesurer le spectre de nos impulsions, nous disposons de deux analyseurs de spectre, l'un possède une résolution de 0.07nm et l'autre de 0.1nm. L'erreur de mesure $\Delta\lambda$ est estimée à hauteur de la résolution. Pour mesurer une largeur de spectre, l'erreur commise est donc de $\epsilon = \sqrt{\Delta\lambda^2 + \Delta\lambda^2} = \sqrt{2}\Delta\lambda$. Ici l'analyseur de résolution 0.07nm est utilisé, ce qui mène à une erreur de 0.1nm sur la mesure. L'erreur serait de 0.2nm avec le second analyseur de spectre de résolution 0.1nm. Notons ici que la précision est trop faible pour résoudre la raie du laser 27ps, la mesure permet toutefois de vérifier que la largeur de la raie laser réelle est bien de l'ordre de grandeur attendu.

2.2.1.3 Sélectionneur d'impulsions

Pour réduire la cadence de l'oscillateur, nous utilisons un modulateur acousto-optique rapide en dioxyde de tellure TeO_2 . Un transducteur piézoélectrique excité par une source hyperfréquence permet de propager une onde acoustique de volume dans le cristal, créant une modulation de l'indice de réfraction capable de diffracter le signal laser. Dans le cristal, l'onde acoustique se propage à la vitesse de $4.2 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Dans ces conditions, il faut focaliser sur un faisceau de moins de $100\mu\text{m}$ pour obtenir une sélectivité temporelle suffisante. En pratique nous focalisons sur des faisceaux d'une cinquantaine de μm , offrant une efficacité

de diffraction théorique de 80%, et une fenêtre temporelle de l'ordre de 10ns. La sélection se fait avec un contraste de l'ordre de 35dB.

Les puissances mesurées après le sélectionneur d'impulsions et l'isolateur optique correspondent à 30% du cas idéal (aucune perte), ci-dessous selon le taux de répétition :

| Taux de répétition (MHz) | Puissances ratio parfait (mW) | Puissances mesurées (mW) |
|--------------------------|-------------------------------|--------------------------|
| 15 | 30 | 9.50 |
| 10 | 20 | 6.20 |
| 5 | 12 | 3.77 |
| 3 | 6 | 1.88 |
| 1.5 | 3 | 0.95 |
| 1 | 2 | 0.63 |
| 0.75 | 1.5 | 0.47 |
| 0.6 | 1.2 | 0.38 |
| 0.5 | 1 | 0.32 |

TABLE 2.3 – Puissances d'entrée avant le premier étage d'amplification

Les pertes sont assurément plus élevées qu'attendues dans le sélectionneur d'impulsions, ainsi que dans l'isolateur optique où la transmission théorique est de 75%. Une partie des pertes du sélectionneur d'impulsions provient d'un défaut de puissance du générateur RF qui l'alimente.

2.2.1.4 Fibres microstructurées et maintien de polarisation

Les propriétés de guidage des fibres microstructurées ayant été largement décrites dans le chapitre précédent, nous ne reviendrons pas dessus ici. Nous allons par contre aborder la question du maintien de la polarisation lors de la propagation d'un signal dans une fibre microstructurée.

Par définition, la polarisation d'un champ \mathbf{E} fait référence à la trajectoire décrite par la pointe du vecteur champ électrique lors de sa propagation dans un milieu. Si la propagation s'effectue selon une direction z , on utilise généralement les projections du champ E_x et E_y dans le plan orthogonal à la propagation pour la décrire, conformément au formalisme de Jones [16]. En notant $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - kz)}$, la polarisation est entièrement décrite par le vecteur \mathbf{E}_0 projeté selon les axes Ox et Oy :

$$\mathbf{E}_0 = \begin{pmatrix} E_x e^{j\phi_x} \\ E_y e^{j\phi_y} \end{pmatrix}$$

En supposant que l'amplitude du champ \mathbf{E}_0 soit normalisée, le vecteur \mathbf{E}_0 correspond à la définition d'un vecteur de Jones. Selon les valeurs des deux composantes du vecteur la polarisation sera rectiligne, circulaire ou elliptique. Voici quelques exemples :

| Vecteur de Jones | Etat de polarisation |
|---|------------------------------------|
| $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ | Rectiligne selon Ox , selon Oy |
| $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$ et $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$ | Circulaire droite et gauche |
| $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{j\phi} \end{pmatrix}$ ϕ quelconque | Elliptique |

Ainsi le déphasage entre les deux composantes E_x et E_y est nul dans le cas d'une polarisation rectiligne, et égal à $\pi/2$ dans le cas d'une polarisation circulaire. Pour conserver la polarisation d'un signal lors de la traversée d'un milieu, la méthode la plus immédiate consiste à appliquer un déphasage identique à chacune des deux composantes E_x et E_y . En pratique dans un guide d'onde circulaire tel qu'une fibre optique, il est très difficile d'obtenir une homogénéité parfaite de l'indice sur les deux axes. D'une part le guide d'onde n'est jamais parfaitement circulaire, et d'autre part l'indice est sensible aux courbures, ce qui peut créer une inhomogénéité de l'indice. Dans le cas où un matériau présente deux indices différents selon deux directions orthogonales Ox et Oy , la différence d'indice entre les deux axes est appelée biréfringence et s'écrit :

$$\Delta n = n_y - n_x \quad (2.19)$$

où n_y est l'indice vu par la composante du champ polarisée selon l'axe Oy et n_x l'indice par celle polarisée selon l'axe Ox . On appelle axe rapide du matériau l'axe d'indice le plus faible et axe lent, l'axe d'indice le plus élevé. Ces axes sont des axes propres pour le champ \mathbf{E} .

Lorsqu'une onde se propage dans un milieu de biréfringence Δn , sa polarisation aura tourné de 2π au bout d'une longueur appelée longueur de battement. Cette longueur a pour expression analytique :

$$L_{batt} = \frac{\lambda}{\Delta n} \quad (2.20)$$

Pour s'affranchir des inhomogénéités d'indice et maintenir la polarisation, des fibres à très forte biréfringence sont utilisées, appelées PM de l'anglais "Polarization Maintaining".

Une biréfringence très faible implique une sensibilité accrue aux petites inhomogénéités intrinsèques de l'indice du guide d'onde et aux variations d'indice par courbure. Une forte biréfringence dans une fibre permet au contraire de s'affranchir de ces inhomogénéités, devenues négligeables devant elle. Si deux composantes E_x et E_y sont propagées dans une telle fibre, elles seront fortement déphasées l'une par rapport à l'autre en sortie du guide d'onde. En pratique il est alors nécessaire d'aligner la polarisation du signal incident par rapport aux axes de biréfringence de la fibre. La biréfringence des fibres à maintien de polarisation est de l'ordre de 10^{-4} , ce qui correspond à une longueur de battement de 1cm à la longueur d'onde $1\mu\text{m}$.

Les fibres souples monomodes utilisées dans les télécommunications et qui ne sont pas de type PM présentent quant à elles une biréfringence très faible de l'ordre de 10^{-7} , soit une longueur de battement de 10m à $1\mu\text{m}$.

Les fibres microstructurées que nous avons utilisées dans ces travaux de thèse ne sont pas des fibres à maintien de polarisation, leur biréfringence devrait donc être faible, i.e. proche de l'ordre de grandeur 10^{-7} . Cependant nous avons noté au cours des expériences qu'il était nécessaire d'orienter les fibres pour conserver une polarisation rectiligne, attestant de la présence d'une certaine biréfringence.

Une mesure empirique de la biréfringence dans une fibre microstructurée de type LPF et de distance inter-trous $30\mu\text{m}$ a été effectuée pendant la thèse de Pierre Deslandes [17] et a conduit à une valeur pour Δn de l'ordre de 10^{-7} , correspondant bien au même ordre de grandeur que la biréfringence des fibres souples télécoms standards.

Au bout de 75cm de fibre, qui est la longueur de fibre que nous utilisons habituellement, une biréfringence de 10^{-7} induit un déphasage d'environ $\pi/7$ entre les deux axes de polarisation. Si la polarisation linéaire incidente n'est pas alignée avec les axes propres de la fibre, elle deviendra alors elliptique au cours de la propagation.

Dans toutes nos expériences nous avons donc porté une attention particulière à l'orientation de la polarisation en entrée de fibre par rapport à ses axes propres de biréfringence, en effectuant une analyse de polarisation systématique en sortie d'amplificateur.

Cette analyse est réalisée à l'aide d'une lame demi-onde suivie d'un cube polariseur. La lame demi-onde permet d'orienter la polarisation du signal incident par rapport aux axes du cube polariseur, et les puissances obtenues sur chacune des deux voies sont mesurées. Elles sont notées $\langle P_1 \rangle$ et $\langle P_2 \rangle$. Nous calculons ensuite la valeur du taux de polarisation, qui est le critère que nous avons retenu pour la mesure de la polarisation. Ce taux est défini par :

$$T = \frac{\langle P_1 \rangle - \langle P_2 \rangle}{\langle P_1 \rangle + \langle P_2 \rangle} \quad (2.21)$$

Il est égal à 1 dans le cas d'une polarisation linéaire et 0 dans le cas d'une polarisation circulaire. Nous l'utiliserons pour mesurer la polarisation en sortie de nos amplificateurs.

2.2.2 Amplification directe d'impulsions de 15ps

Dans cette section nous allons donner les résultats obtenus dans le cadre de l'amplification directe d'impulsions de durée 15ps. Nous aborderons dans un premier temps la question des seuils d'endommagements de la silice dopée Ytterbium, centrale à toute démarche d'amplification d'impulsions courtes. Nous analyserons ensuite les résultats expérimentaux selon le modèle présenté précédemment.

2.2.2.1 Limites au dimensionnement

i. Endommagement en surface

Les seuils d'endommagement théoriques de la silice fondue en fonction de la durée d'impulsion ont été largement étudiés dans le cas de la silice pure [18, 8, 19]. Ces études portent sur les mécanismes d'absorption du rayonnement par les matériaux diélectriques, et notamment pour les durées d'impulsions très courtes <500fs sur la compétition entre les phénomènes d'absorption multi-photon et d'ionisation par impact pour la génération des porteurs libres. La silice fondue est alors généralement choisie de manière à présenter un niveau d'impuretés le plus bas possible afin de ne pas créer de sources parasites de porteurs libres qui modifieraient la mesure des seuils de dommage et gêneraient la compréhension des phénomènes.

Ces travaux ne s'appliquent dès lors pas à la silice dopée Ytterbium. Cependant, peu d'études systématiques d'endommagement en fonction de la durée d'impulsion ont été conduites sur ce matériau. Citons la mesure du seuil de dommage sur la silice dopée Ytterbium par des impulsions de durée 7.5ns réalisée par Smith et al [20]. Pour estimer un ordre de grandeur des seuils de dommage aux durées d'impulsion qui nous intéressent (entre 15 et 50ps), nous nous baserons donc sur les seuils de la silice fondue pure. On va considérer les seuils établis pour un endommagement en surface. Dans les fibres, l'endommagement peut survenir dans la masse, ou plus généralement au niveau de la face de sortie. Les seuils d'endommagement de surface sont en pratique beaucoup plus faibles que ceux correspondant à un endommagement dans la masse. Nous allons donner les seuils d'endommagement de surface référencés dans la littérature pour connaître leur ordre de grandeur.

Ci-dessous la courbe représentative de ces seuils en fonction de la durée d'impulsion réalisée par l'équipe de Stuart [8] :

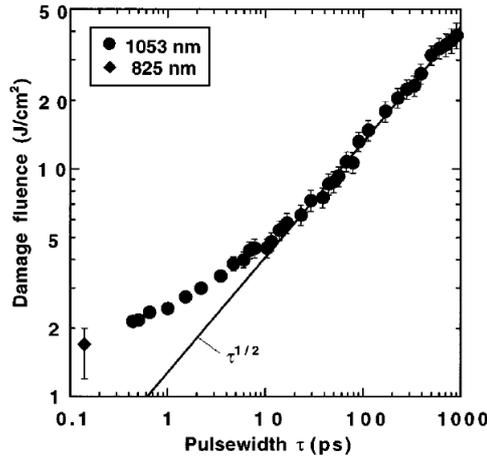


FIGURE 2.7 – Seuils expérimentaux d’endommagement en surface de la silice fondue pure en fonction de la durée d’impulsion. D’après [8].

Pour les durées d’impulsions supérieures à 20ps, cette courbe présente une tendance en $\tau^{\frac{1}{2}}$ où τ est la durée d’impulsion. Cette tendance bien connue est la signature d’un endommagement d’origine thermique, qui survient lorsque les durées d’impulsion dépassent l’ordre de grandeur de la constante de couplage électrons/réseau d’une dizaine de picosecondes. Pour les durées d’impulsions inférieures à 20ps la courbe s’écarte de cette tendance. L’endommagement est alors initié par des phénomènes d’absorption non linéaire des photons, ce qui cause moins d’échauffement de la matière grâce à une importante localisation du dépôt d’énergie.

Notre cas se situe à la frontière entre les deux régimes. Nous résumons les valeurs qui nous intéressent dans le tableau ci-dessous :

| Durée d’impulsion (ps) | Seuil de dommage ($\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$) |
|------------------------|--|
| 15 | 5.5 |
| 27 | 6.7 |
| 50 | 9 |

TABLE 2.4 – Seuils d’endommagement de la silice fondue pure pour les trois durées d’impulsions 15, 27 et 50ps, d’après [8].

ii. Endommagement par auto-focalisation

L’autre phénomène dont il faut tenir compte pour anticiper un endommagement laser est le phénomène d’auto-focalisation. Ce dernier est dû à une variation de la répartition transverse de l’indice par effet Kerr. Nous avons vu dans la section 1.2.2.2 que l’effet Kerr induit une augmentation de l’indice proportionnelle à l’intensité du champ. Cela est vrai dans le domaine temporel, ce qui affecte le spectre de l’impulsion mais également dans le domaine spatial où l’augmentation de l’indice au centre du faisceau au détriment des bords crée l’équivalent d’une lentille. A partir d’un certain seuil en puissance crête, la lentille créée focalise le faisceau sur lui-même, augmentant ainsi considérablement l’intensité au point focal pouvant entraîner la rupture du matériau.

Pour déterminer à quelle puissance crête le faisceau sera auto-focalisé le critère généralement

admis correspond à la puissance pour laquelle la courbure naturelle du front d'onde par diffraction est parfaitement compensée par la lentille induite par effet Kerr.

L'expression analytique de la puissance crête critique d'auto-focalisation répondant à ce critère est alors donnée par [21] :

$$P_{cr} = 0.142 \frac{\lambda^2}{n_0 n_2} \quad (2.22)$$

où λ est la longueur d'onde signal (nm), n_0 l'indice de la silice pris égal à 1.45, et n_2 l'indice non linéaire pris égal à $3.10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$.

Pour la longueur d'onde 1030nm cette puissance critique s'élève à $P_{cr} \simeq 3.5\text{MW}$. Une valeur expérimentale de 3.7MW a été mesurée pour la silice dopée Ytterbium [22]. On calcule les énergies correspondant à cette puissance critique aux trois durées d'impulsions :

| Durée d'impulsion (ps) | 15ps | 27ps | 50ps |
|---------------------------------|------|------|------|
| Energie seuil (μJ) | 53 | 95 | 175 |

TABLE 2.5 – Energies seuils d'auto-focalisation dans la silice pour les trois durées d'impulsions 15, 27 et 50ps

Le faisceau atteint le point focal de la lentille Kerr au bout d'une certaine distance caractéristique notée z_{SF} et donnée par [21] :

$$z_{SF} \approx \frac{0.183w_0}{\sqrt{\left(\sqrt{P/P_{cr}} - 0.852\right)^2 - 0.0219}} \quad (2.23)$$

où w_0 est le waist du faisceau et P sa puissance crête.

Dans cette thèse nous utilisons des fibres de différentes tailles de coeur. Dans le tableau ci-dessous nous donnons les dimensions caractéristiques des principales fibres utilisées et calculons pour chacune la distance d'auto-focalisation z_{SF} :

| Type de fibre | ϕ_{coeur} (μm) | ϕ_{mode} (μm) | z_{SF} (cm) |
|---------------|----------------------------------|---------------------------------|---------------|
| HF19 | 45 | 33 | 8 |
| HF19 | 85 | 70 | 34 |
| LPF30 | 53 | 50 | 17 |
| LPF40 | 66 | 65 | 30 |

TABLE 2.6 – Distances caractéristiques d'auto-focalisation pour différentes fibres.

En pratique on considèrera que la puissance critique crête d'auto-focalisation ne doit pas être dépassée en sortie de fibre, même si le point focal est en théorie plusieurs centimètres plus loin.

iii. Bilan

Plusieurs types de fibres ont été utilisés pour ces travaux de thèse, et notamment des fibres de différentes surfaces de coeur. Nous pouvons calculer pour chacune d'elles les énergies seuils d'endommagement. A partir des deux types d'endommagement que nous venons de décrire, nous récapitulons les valeurs seuils d'énergie sur la figure 2.8.

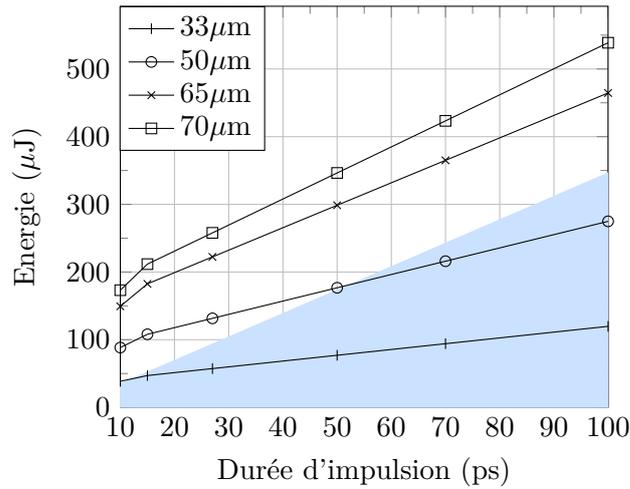


FIGURE 2.8 – Energies seuils caractérisant l’endommagement en surface pour des fibres de différents diamètres de coeur, et énergie seuil d’auto-focalisation.

Les courbes représentées en noir correspondent aux seuils d’endommagement en surface. Nous avons mesuré les fluences seuils sur la courbe 2.7, qui ont permis de calculer les énergies seuils pour différentes fibres. En bleu est représentée la zone où la puissance crête d’auto-focalisation n’est pas atteinte.

On constate que selon le diamètre de coeur de la fibre considérée, l’endommagement sera plutôt initié par l’auto-focalisation, ou caractéristique d’un endommagement en surface. Ainsi pour les fibres de diamètres supérieurs à $60\mu\text{m}$, le phénomène limitant serait plutôt l’auto-focalisation d’après cette étude.

Considérant cela, nous choisissons dans un premier temps de limiter la puissance crête à 2MW dans tous les cas. A 15ps, cette puissance crête correspond à une énergie de $30\mu\text{J}$, qui est inférieure à l’énergie seuil de l’endommagement en surface s’élevant à $47\mu\text{J}$.

Précisons que cette étude n’a pas de valeur prédictive absolue, il s’agit de connaître les ordres de grandeurs des seuils d’endommagement du matériau diélectrique le plus proche de celui que nous utilisons, et pour lequel les valeurs de ces seuils sont disponibles. Dans la suite nous comparerons ces seuils aux endommagements que nous avons effectivement observés.

2.2.2.2 Résultats d’amplification directe d’impulsions de 15ps

En vertu des précédentes estimations, l’énergie est limitée à $30\mu\text{J}$ soit environ 2MW. Pour amplifier le signal laser on utilise ici deux fibres barreaux de type HF19 toutes deux sur un seul passage. Leur longueur est de 75cm. La première possède un coeur de $45\mu\text{m}$ pour une gaine de pompe de $180\mu\text{m}$, et la seconde, un coeur de $85\mu\text{m}$ pour une gaine de pompe de $200\mu\text{m}$: on les désignera respectivement par fibre 45/180 et fibre 85/200. Pour les tailles des modes correspondantes on se reportera au tableau 2.6.

Le pompage est réalisé à l’aide d’une diode 200W ouverte à 0.22 partagée entre les deux fibres : la fibre constituant le premier étage reçoit 40% de la puissance pompe totale et celle du second étage 60%.

On va à présent récapituler les meilleures performances obtenues dans les deux étages d’amplification en fonction de la cadence : ces résultats correspondent à un pompage à la puissance de pompe maximum à toutes les cadences, sauf lorsque l’on a eu à limiter l’énergie à $30\mu\text{J}$.

Les puissances en entrée du premier amplificateur ont été données dans le tableau 2.3.

Premier étage d'amplification : fibre barreau 45/180 de longueur 75cm en simple passage

Le signal à amplifier est tout d'abord injecté dans la fibre en l'absence de puissance de pompe. L'image de la face de sortie de la fibre lorsque le signal est injecté est :

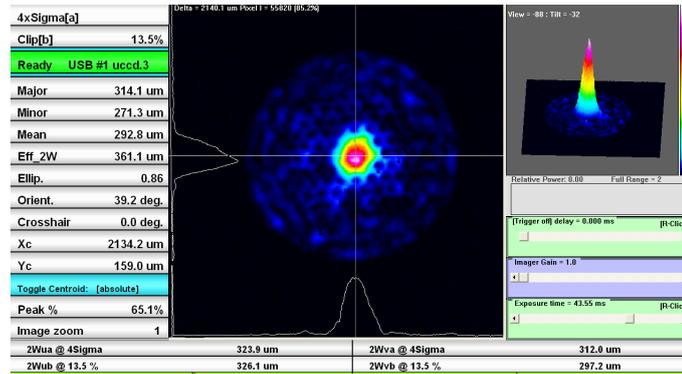


FIGURE 2.9 – Image de la face de sortie de la fibre 45/180.

Nous pouvons observer ici les microstructures de cette fibre à dix-neuf trous manquant.

Dans un second temps nous procédons à l'amplification, les valeurs d'énergies et de puissances moyennes obtenues en sortie de la première fibre pour la puissance de pompe maximum de 79W sont regroupées sur la figure 2.10.

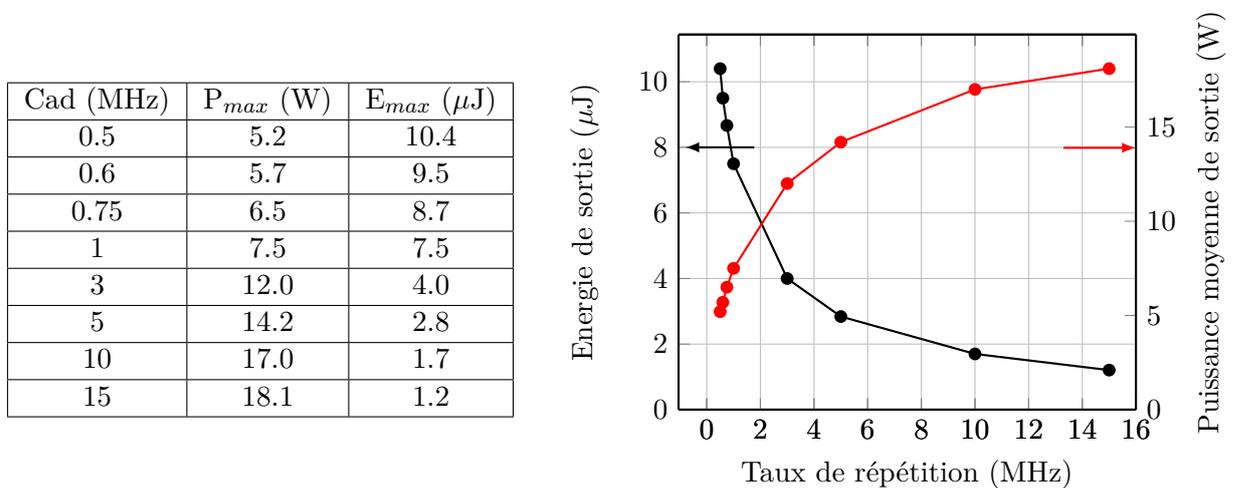


FIGURE 2.10 – Energie et puissance moyenne en fonction du taux de répétition en sortie d'une fibre barreau de type HF19 telle que $\phi_{coeur}=45\mu\text{m}$ et $\phi_{pompe}=180\mu\text{m}$, et pour une puissance pompe de 79W.

Nous donnons à présent les résultats obtenus en sortie de l'amplificateur complet, qui correspondent à une puissance de pompe maximum et totale de 180W lorsque l'énergie n'a pas dû être limitée.

Amplificateur complet : fibre barreau 45/180 puis fibre 85/200 de longueur 75cm en simple passage

| Cad (MHz) | P_{max} (W) | E_{max} (μ J) |
|-----------|---------------|----------------------|
| 0.5 | 15.0 | 30.0 |
| 0.6 | 18.0 | 30.0 |
| 0.75 | 22.5 | 30.0 |
| 1 | 30.0 | 30.0 |
| 3 | 65.4 | 21.8 |
| 5 | 67.6 | 13.5 |
| 10 | 71.7 | 7.2 |
| 15 | 73.2 | 4.9 |

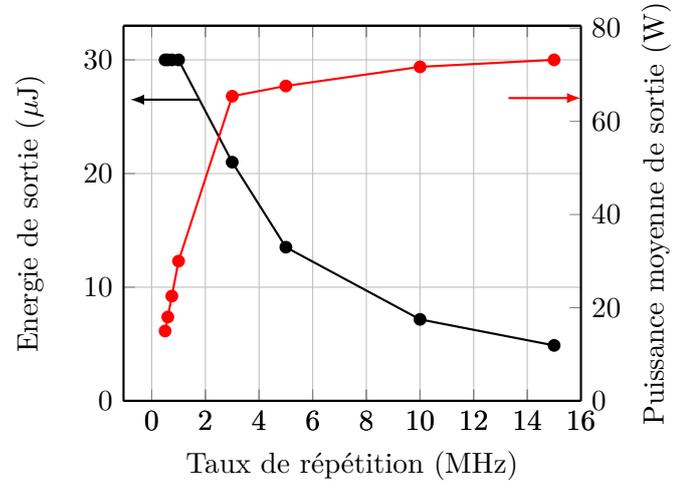


FIGURE 2.11 – Énergie et puissance moyenne en fonction du taux de répétition en sortie de l'amplificateur complet d'impulsions de 15ps.

En sortie de l'amplificateur complet, l'énergie est limitée à 30μ J pour les cadences inférieures à 1MHz. La puissance pompe est ainsi limitée dans le second étage de 63W à 500kHz à 80W à 1MHz. A partir de 3MHz, la puissance de pompe du second étage est fixe à 101W.

On récapitule les gains en dB et la valeur de l'extraction ξ , donnée par la formule 2.16, obtenus dans chaque étage d'amplification selon la cadence :

| Cad (MHz) | Gain (dB) | | Extraction ξ (%) | |
|-----------|-----------|---------|----------------------|---------|
| | Etage 1 | Etage 2 | Etage 1 | Etage 2 |
| 0.5 | 42 | - | 6 | - |
| 0.6 | 42 | - | 7 | - |
| 0.75 | 42 | - | 8 | - |
| 1 | 41 | - | 9 | - |
| 3 | 38 | 7 | 15 | 53 |
| 5 | 37 | 7 | 17 | 53 |
| 10 | 35 | 6 | 21 | 54 |
| 15 | 33 | 6 | 22 | 55 |

TABLE 2.7 – Gain en dB dans les deux étages d'amplification composés d'une fibre 45/180 et d'une fibre 85/200.

La fibre du premier étage 45/180 possède un gain très élevé de 42dB au maximum. Cela est dû au régime de fonctionnement plus proche du régime petit signal que du régime d'extraction d'une part, et à un fort taux de dopage d'autre part. Nous donnerons une estimation de ce taux de dopage dans la section suivante 2.2.2.3. Dans la seconde fibre, en revanche, le gain est plus faible, nous ne sommes plus en régime petit signal et elle est moins dopée que la première. L'extraction est en revanche plus élevée, 55% au maximum à la cadence de 15MHz, soit 73W obtenus pour 101W de pompe. Pour les cadences inférieures

à 1MHz nous n'avons pas inscrit les valeurs du gain ni de l'extraction car l'énergie ayant été limitée, les résultats ne sont pas comparables.

Evolution spectrale dans les deux étages d'amplification à la cadence de 1MHz

On choisit la cadence de 1MHz pour représenter l'évolution de la puissance de sortie avec la puissance de pompe dans les deux fibres, et l'évolution spectrale correspondante le long de chacune des deux fibres. Pour ces mesures l'analyseur de spectre de résolution 0.1nm a été utilisé, donc l'erreur de mesure est de 0.2nm.

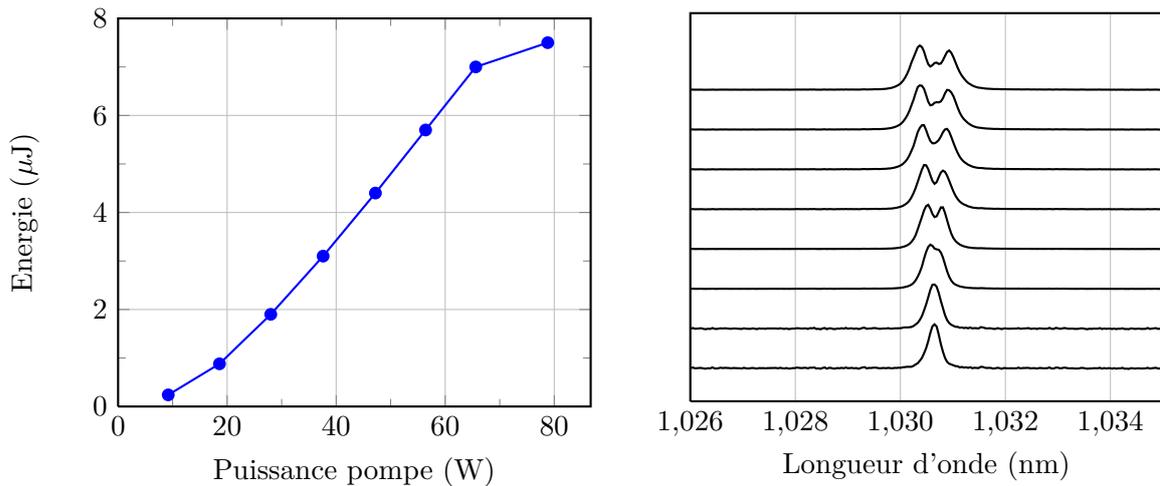


FIGURE 2.12 – Energie à 1MHz en fonction de la puissance pompe et évolution spectrale correspondante en sortie du premier étage d'amplification.

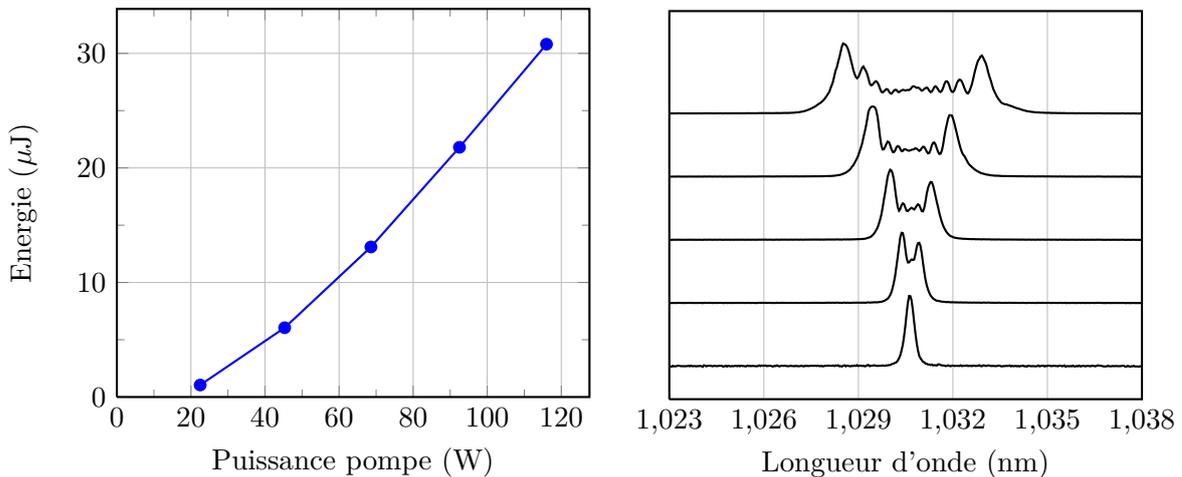


FIGURE 2.13 – Energie à 1MHz en fonction de la puissance de pompe totale et évolution spectrale correspondante en sortie de l'amplificateur complet.

Dans le premier étage, l'élargissement spectral maximum correspondant à une énergie par impulsion de $7.5\mu\text{J}$ est de 0.9 ± 0.2 nm. En sortie de l'amplificateur complet, il est de 5.0 ± 0.2 nm pour une énergie par impulsion de $30\mu\text{J}$. Dans cette configuration et à cette cadence, on observe ainsi une multiplication par 50 de la largeur de raie initiale au terme de l'amplification.

Concernant la qualité de faisceau, nous travaillons ici sous les seuils d'instabilités modales observés dans les fibres de type HF19 dont nous avons discuté dans le premier chapitre, et qui sont susceptibles d'apparaître pour des puissances moyennes de sortie supérieures à 100W. Ainsi les qualités de faisceau obtenues sont excellentes sur toute la plage d'utilisation présentée ici, avec un M^2 inférieur à 1.1 à toutes les cadences. Ci-dessous plusieurs acquisitions du mode de sortie à la puissance maximum :

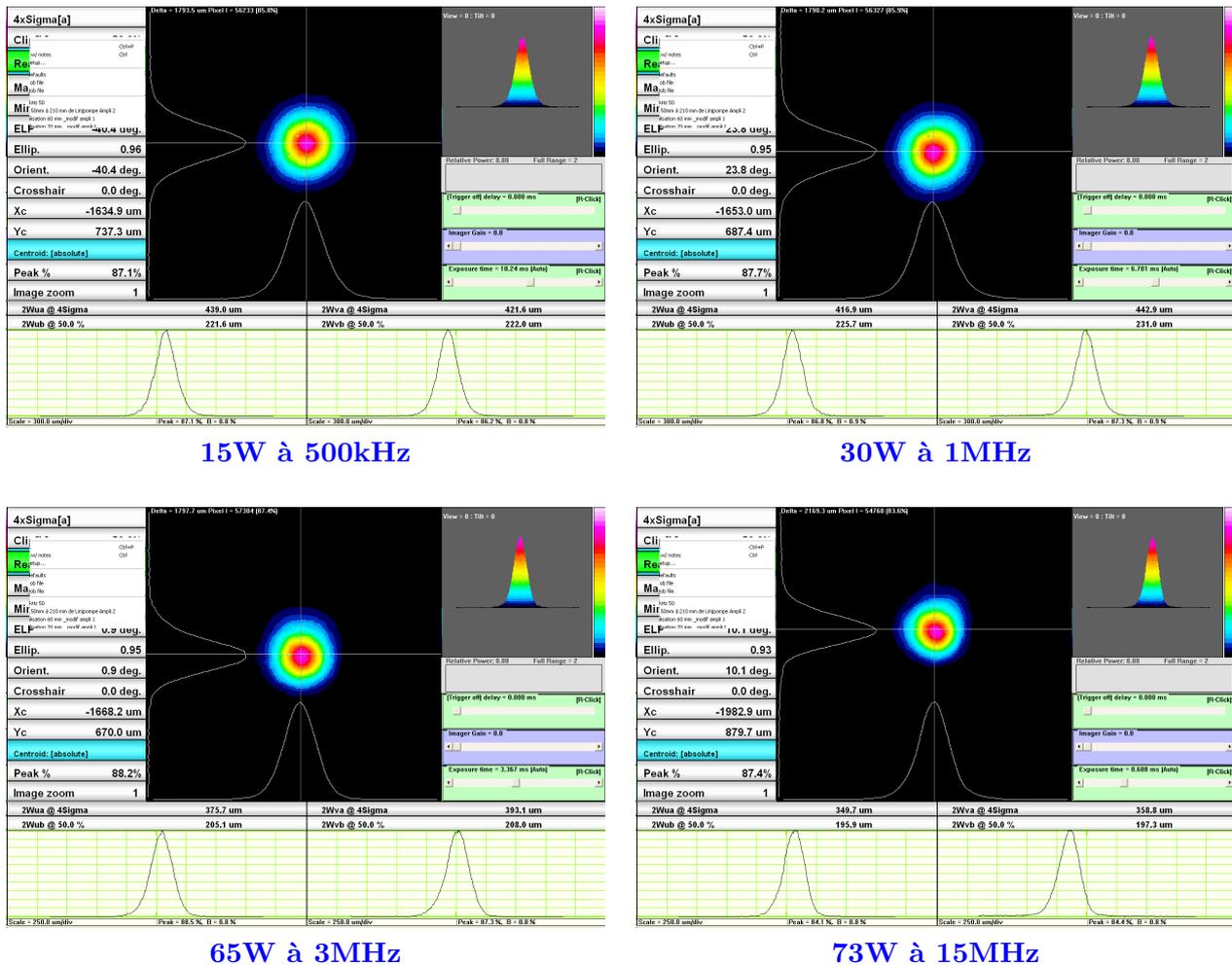


FIGURE 2.14 – Qualité de faisceau en sortie de l'amplificateur complet à la puissance moyenne maximum pour plusieurs cadences.

Enfin au niveau des seuils d'endommagement, l'amplificateur n'a pas été endommagé lors des mesures présentées ici. En revanche pour des besoins industriels les performances obtenues ont été reproduites afin d'être stabilisées. Au bout de plusieurs heures de fonctionnement à l'énergie maximum de $30\mu\text{J}$, un endommagement répétable de la deuxième fibre de l'amplificateur a été observé, supposant que la puissance crête de 2MW est trop élevée pour garantir les performances à long terme de l'amplificateur. Pour réaliser un laser industriel il faudra réduire cette puissance crête maximum.

2.2.2.3 Analyse

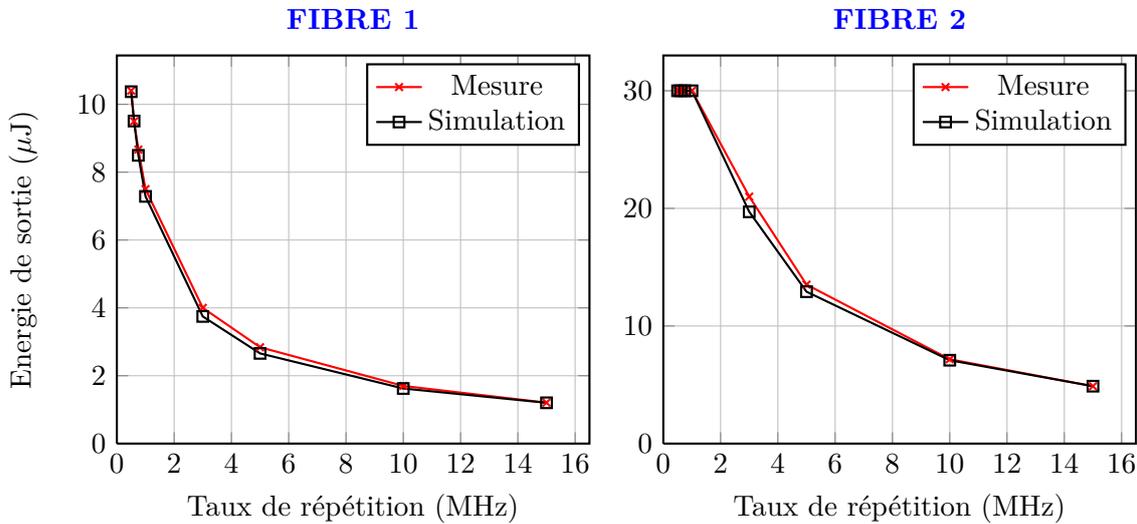
L'analyse des résultats vise à apporter des éléments de compréhension théorique du fonctionnement des amplificateurs, et également à vérifier que l'architecture choisie est correctement dimensionnée pour atteindre la gamme de performances souhaitée. Dans un premier temps, nous allons déduire les courbes d'ajustement des résultats expérimentaux précédents à l'aide du modèle présenté dans la partie 2.1. Pour cela nous calculons l'énergie le long de la fibre en régime permanent pour chaque taux de répétition et pour chacune des deux fibres. Afin de comparer avec les résultats expérimentaux, on tracera la courbe représentative de l'énergie en sortie de fibre en régime permanent en fonction du taux de répétition.

Notons que le dopage n_0 a été considéré comme un paramètre libre, car sa valeur n'est pas précisément connue pour chaque fibre. Nous savons cependant qu'elle se situe sur une plage comprise entre 10^{25} et 10^{26} m^{-3} .

Ci-dessous nous indiquons les paramètres de la simulation qui sont communs aux deux fibres, les longueurs d'onde de pompe et de signal et leur sections efficaces associées, ainsi que la longueur de fibre :

- $\lambda_{\text{Signal}}=1030\text{nm} / \lambda_{\text{Pompe}}=975\text{nm}$
- $\sigma_{es} = 5,65 \cdot 10^{-25} \text{m}^2 / \sigma_{as} = 3,65 \cdot 10^{-26} \text{m}^2 / \sigma_{ep} = 2,47 \cdot 10^{-24} \text{m}^2 / \sigma_{ap} = 2,33 \cdot 10^{-24} \text{m}^2$
- Longueur de fibre = 75cm

On présente alors les résultats expérimentaux et leur ajustement numérique. Les paramètres spécifiques utilisés pour chaque fibre sont indiqués sous la courbe qui leur correspond.



- Dopage $n_0=6 \cdot 10^{25} \text{m}^{-3}$
- Puissance de pompe $P_p=90\text{W}$
- $\phi_{\text{pompe}}=180\mu\text{m} / \phi_{\text{coeur}}=45 \mu\text{m} / \phi_{\text{mode}}=33 \mu\text{m}$, où ϕ indique le diamètre.
- Dopage $n_0=1,55 \cdot 10^{25} \text{m}^{-3}$
- Puissance de pompe $P_p=112\text{W}$
- $\phi_{\text{pompe}}=200\mu\text{m} / \phi_{\text{coeur}}=85 \mu\text{m} / \phi_{\text{mode}}=70 \mu\text{m}$, où ϕ indique le diamètre.

FIGURE 2.15 – Ajustement numérique des courbes expérimentales représentatives de l'énergie de sortie en fonction de la cadence dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 15ps.

Pour la fibre 45/180 du premier étage d'amplification le dopage est estimé à $6 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. La puissance de pompe réelle est de 82W. Pour le second étage d'amplification le dopage de la

fibre 85/200 est estimé à $1,55 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. L'ajustement n'est réalisé que de 3 à 15MHz car aux taux de répétition plus faibles l'énergie est limitée à $30 \mu\text{J}$. La puissance de pompe réelle est de 101W pour les cadences supérieures à 3MHz.

Grâce à ces ajustements, le gain linéique g_0 ainsi que l'énergie le long de la fibre sont connus à l'état final pour les deux fibres et à chaque cadence. Cette donnée n'est pas accessible expérimentalement. Elle permet notamment de représenter l'évolution spectrale le long de la fibre en régime permanent, et par là de calculer l'intégrale B accumulée.

Nous choisissons la cadence de 3MHz pour montrer un exemple d'évolution spectrale le long des deux fibres. A 3MHz l'énergie en sortie de l'amplificateur complet est de $21 \mu\text{J}$ à la puissance pompe maximum. Les ajustements ayant été réalisés à la puissance pompe maximum dans les deux étages nous choisissons cette cadence où l'énergie n'a pas dû être limitée.

Sur la figure 2.16 nous traçons la courbe représentative des trois grandeurs suivantes : le gain linéique g_0 , l'énergie, ainsi que l'intensité spectrale en fonction de la position dans la fibre, en régime permanent et dans chacune des deux fibres.

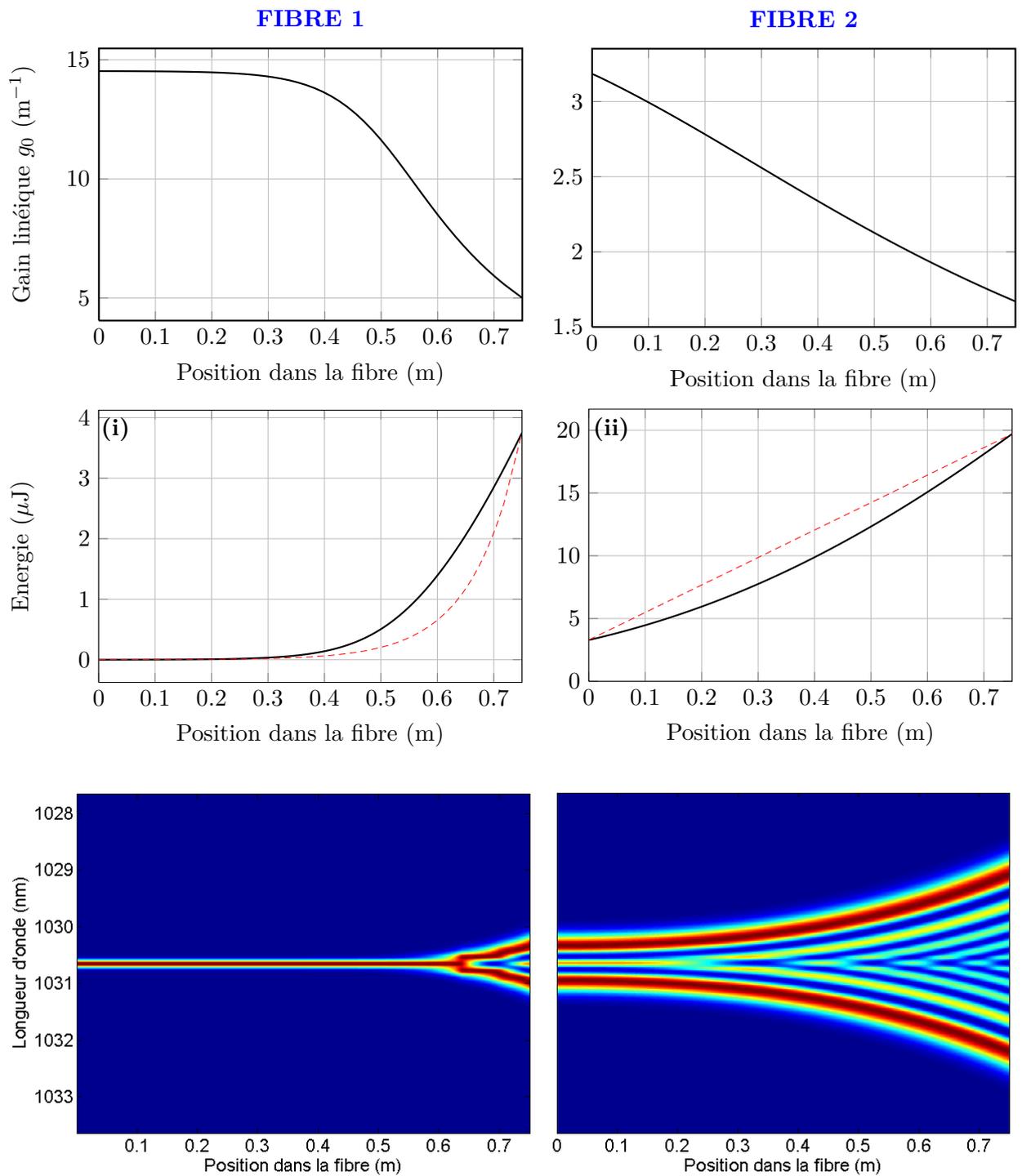


FIGURE 2.16 – Evolution du gain linéique g_0 , de l'énergie et du spectre dans les deux étages d'amplification à 3MHz. Légende figures (i) et (ii) : trait plein = Calcul Frantz-Nodvik, trait pointillé = Tendence exponentielle resp. linéaire.

Nous avons vu dans la section 2.1.2 que l'énergie d'une impulsion se propageant dans un milieu amplificateur évolue de manière exponentielle lorsque son énergie initiale est très faible devant l'énergie de saturation du milieu. Cela correspond à un régime dit petit signal. A l'inverse en régime d'extraction elle évolue linéairement.

Nous nous situons ici dans des régimes intermédiaires. En effet dans le premier étage d'amplification la courbe de l'énergie en fonction de la position dans la fibre ne suit pas la loi $E_{out}(z) = E_{in}exp(g_0z)$ correspondant à l'approximation petit signal, représentée en trait pointillé rouge sur le graphique.

Pour tracer cette courbe nous avons estimé le gain linéique g_0 à partir des énergies d'entrée et de sortie mesurées expérimentalement :

$$g_0 = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{E_{out}}{E_{in}} \right) \quad (2.24)$$

Cette formule fournit un ordre de grandeur du gain linéique en régime permanent, valable uniquement si l'on se situe en régime petit signal. En effet elle suppose que le gain linéique g_0 est uniforme le long de la fibre, et que l'énergie suit la loi exponentielle $E(z) = E_{in}exp(g_0z)$. En pratique le domaine de validité de cette formule est relativement restreint. Dans notre cas par exemple, le rapport de l'énergie en entrée du premier amplificateur à 3MHz et de l'énergie de saturation de la fibre E_{in}/E_{sat} s'élève à environ 2.10^{-6} . En dépit de cette faible valeur du rapport E_{in}/E_{sat} , on observe que la tendance de la courbe d'énergie le long de la fibre obtenue s'écarte significativement d'une tendance exponentielle. Nous travaillons donc a priori ici au-delà du régime petit signal.

Dans la seconde fibre, le rapport E_{in}/E_{sat} s'élève à environ 3.10^{-3} . Nous ne sommes ici clairement plus en régime petit signal. L'énergie en entrée de ce second amplificateur n'est toutefois pas supérieure à l'énergie de saturation de la fibre, la courbe représentative de l'énergie en fonction de la position dans la fibre s'écarte donc d'une droite, représentée sur le graphique en pointillés rouges.

Ainsi, si l'on souhaite connaître la répartition de l'énergie en tout point d'une fibre amplificatrice, l'on pourra privilégier la résolution du système d'équations de Frantz-Nodvik devant le recours aux approximations du régime petit signal et du régime d'extraction qui, dans le cas présent, ne s'appliquent pas.

Dans le tableau ci-dessous nous récapitulons les valeurs du rapport E_{in}/E_{sat} ainsi que du gain obtenu dans chacun des étages d'amplification à la cadence de 3MHz.

| | E_{in}/E_{sat} | Gain (dB) |
|---------|------------------|-----------|
| Etage 1 | 2.10^{-6} | 38 |
| Etage 2 | 3.10^{-3} | 7 |

TABLE 2.8 – Caractérisation du régime d'extraction à 3MHz dans les deux étages d'amplification.

La largeur à mi-hauteur du spectre final expérimental à 3MHz est de 3.7 ± 0.2 nm. On compare le spectre final théorique au spectre expérimental :

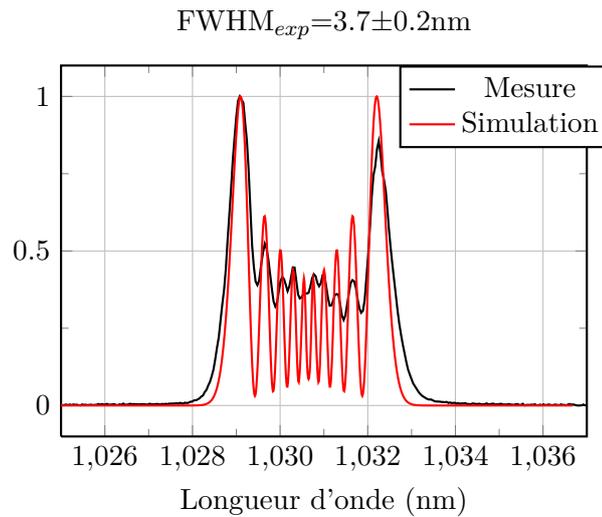


FIGURE 2.17 – Comparaison des spectres théorique et expérimental en sortie d’amplificateur complet, correspondant à une puissance de sortie de 65.4W à 3MHz.

Les modulations du spectre théorique correspondent aux modulations du spectre expérimental. Leur profondeur n’est pas visible sur le spectre expérimental, en raison de la résolution réduite à 0.1nm de l’analyseur de spectre utilisé.

La formule 1.37 donnée dans le chapitre 1 permet de calculer la valeur de l’intégrale B à partir des valeurs de l’énergie en tout point de la fibre en régime permanent. Nous utilisons cette formule pour calculer l’intégrale B dans les deux étages d’amplification et à chaque cadence. Les résultats sont regroupés dans le tableau suivant :

| Cadence (MHz) | Intégrale B (rad) | | |
|---------------|-------------------|-----------|-----------|
| | FIBRE 1 | FIBRE 2 | Total |
| 15 | 0.6π | 2.2π | 2.8π |
| 10 | 0.8π | 3.2π | 4.0π |
| 5 | 1.2π | 5.6π | 6.8π |
| 3 | 1.6π | 8.3π | 9.9π |
| 1 | 2.9π | 15.6π | 18.5π |
| 0.75 | 3.4π | 16.4π | 19.8π |
| 0.6 | 3.7π | 16.8π | 20.5π |
| 0.5 | 4.0π | 17.3π | 21.3π |

TABLE 2.9 – Valeurs d’intégrales B pour chaque cadence dans les deux étages d’amplification d’impulsions de 15ps.

Les courbes correspondantes de l’intégrale B en fonction de la cadence sont tracées sur la figure 2.18.

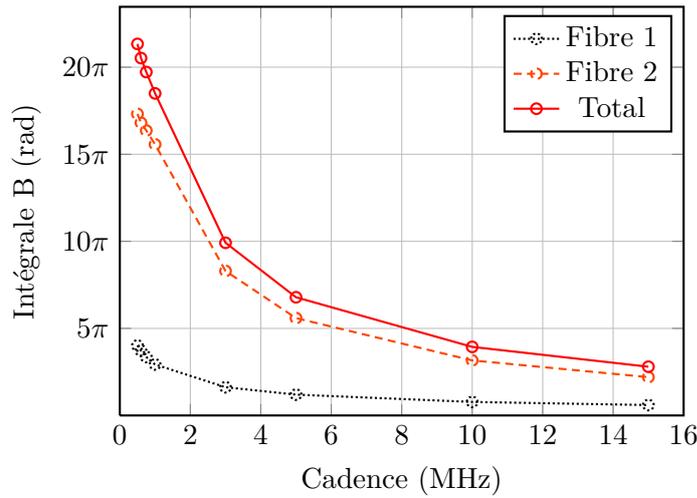


FIGURE 2.18 – Intégrale B en fonction de la cadence dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 15ps.

L'accumulation d'effets non linéaires est gênante dans les architectures d'amplificateur à dérive de fréquence, car la phase non linéaire dégrade la qualité des impulsions recomprimées. Nous aborderons cette question dans le chapitre suivant. En ce qui nous concerne ici nous n'effectuons pas de compression d'impulsions, les effets non linéaires seront alors principalement limitants si l'on souhaite réaliser de la conversion de fréquence, car l'acceptance spectrale des cristaux utilisés est finie. Si en revanche l'objectif est d'utiliser le faisceau infrarouge dans le cadre des applications usuelles d'un tel laser que sont le marquage et l'usinage, l'impact d'un élargissement spectral de quelques nanomètres ne compromet généralement pas les performances attendues.

En conclusion de cette étude, nous pouvons souligner que les résultats obtenus dans le cadre de l'amplification directe d'impulsions de 15ps sont caractérisés par de très hauts niveaux de non linéarités : à la cadence de 500kHz nous avons mesuré une intégrale B supérieure à 20π à l'énergie maximum.

Les fibres utilisées sont pourtant relativement courtes, chacune de longueur inférieure à 1m, et leur taille de cœur relativement importante, respectivement de 45 et $85\mu\text{m}$ dans les premier et second étages d'amplification. Cela implique que pour amplifier des impulsions d'une durée aussi courte que 15ps, l'architecture de l'amplificateur retenue semble plutôt adaptée. En effet nous avons vu dans le paragraphe 2.1.4 que de meilleurs rendements d'extraction pourraient être obtenus à condition d'allonger la longueur des fibres. Dans le cas présent cela s'accompagnerait d'une augmentation du niveau des non linéarités déjà très conséquent, et cela ne serait alors pas favorable dans le cadre d'une stabilisation des performances obtenues. Les rendements d'extraction mesurés, au mieux de 55% dans la seconde fibre, semblent un compromis acceptable en vertu des conditions du problème.

Nous avons présenté et analysé les résultats obtenus lors de l'amplification d'impulsions de 15ps dans des fibres microstructurées à dix-neuf trous manquants HF19. Dans la section suivante nous utilisons des fibres à large distance inter-trous LPF pour amplifier des impulsions de 27ps.

2.2.3 Amplification directe d'impulsions de 27ps

2.2.3.1 Choix des seuils

Lors de l'amplification d'impulsions de 15ps, nous avons observé un endommagement réversible de l'amplificateur après plusieurs heures de fonctionnement à la puissance crête de 2MW. Cet endommagement a touché la seconde fibre de l'amplificateur de diamètre de coeur $85\mu\text{m}$.

Les fibres que nous utilisons dans cette partie possèdent un diamètre de coeur supérieur à $50\mu\text{m}$, dont l'endommagement, d'après la figure 2.8, devrait plutôt être initié par le phénomène d'auto-focalisation. Cela était également le cas pour la fibre de diamètre de coeur $85\mu\text{m}$.

Nous choisissons alors de limiter la puissance crête à 1.5MW, soit $40\mu\text{J}$ à 27ps.

2.2.3.2 Résultats d'amplification directe laser 27ps

Nous utilisons ici des fibres microstructurées barreaux de type LPF, et de longueur 75cm. Le premier étage d'amplification est constitué d'une fibre dont la distance inter-trous est de $30\mu\text{m}$, appelée LPF30 dans la suite. Son diamètre de coeur est de $53\mu\text{m}$, pour un diamètre de gaine de pompe de $170\mu\text{m}$. Elle est utilisée en double passage. Pour le second étage d'amplification nous utilisons une fibre de distance inter-trous $40\mu\text{m}$, nommée LPF40, cette fois en simple passage. Elle possède un coeur de $66\mu\text{m}$ de diamètre, et une gaine de pompe de $170\mu\text{m}$ de diamètre. Les deux fibres sont pompées par deux diodes fibrées indépendantes, de 100W chacune, et d'ouverture numérique 0.22.

Dans la configuration présentée ici, on choisit une puissance de pompe de 40W pour le premier étage d'amplification, et la puissance pompe maximum de 97.5W pour le second étage. Les puissances en entrée du premier étage sont identiques à celles du cas précédent d'amplification d'impulsions de 15ps et sont données dans le tableau 2.3.

Premier étage d'amplification : fibre barreau LPF30 de longueur 75cm en double passage

L'image de la face de sortie lorsque le signal est injecté est :

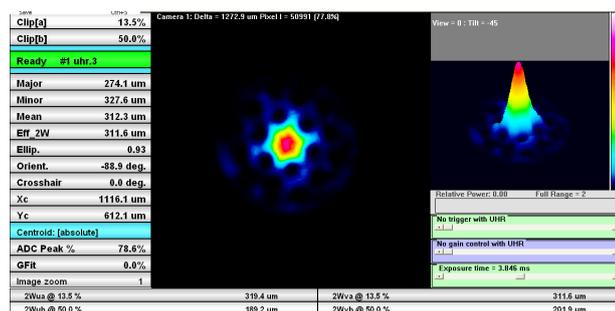


FIGURE 2.19 – Image de la face de sortie de la fibre LPF30.

Nous pouvons comparer avec la figure 2.9 représentant la face de sortie d'une fibre à dix-neuf trous manquant, la différence entre la taille des trous est visible.

Les énergies et puissances moyennes de sortie mesurées à la puissance de pompe de 40W sont présentées sur la figure 2.20.

| Cad (MHz) | P_{max} (W) | E_{max} (μ J) |
|-----------|---------------|----------------------|
| 0.5 | 3.1 | 6.2 |
| 0.75 | 3.3 | 4.4 |
| 1 | 3.5 | 3.5 |
| 1.5 | 3.7 | 2.5 |
| 3 | 4.1 | 1.4 |
| 6 | 4.6 | 0.8 |
| 10 | 4.9 | 0.5 |
| 15 | 5.1 | 0.3 |

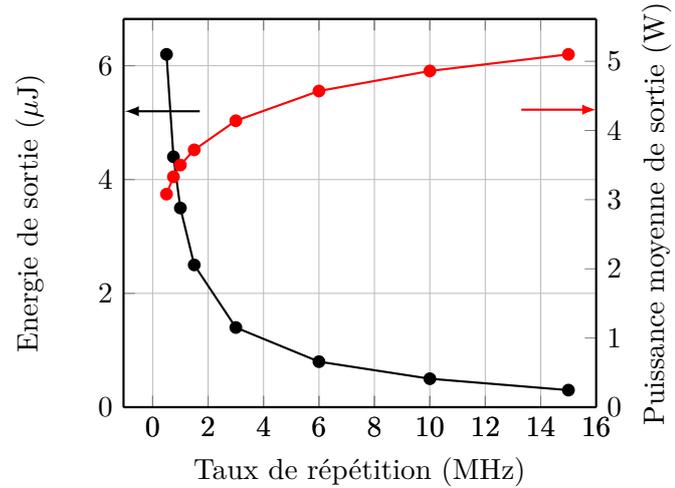


FIGURE 2.20 – Energie et puissance moyenne de sortie en fonction du taux de répétition pour une fibre barreau de type LPF30 telle que $\phi_{coeur}=53\mu\text{m}$ et $\phi_{pompe}=170\mu\text{m}$, pour une puissance de pompe de 40W.

Amplificateur complet : fibre barreau LPF30 puis fibre LPF40 de longueur 75cm en simple passage

Nous donnons à présent les valeurs d'énergies et puissances moyennes de sortie mesurées en sortie de l'amplificateur complet, à la puissance de pompe maximum et totale de 137.5W lorsque l'énergie n'a pas été limitée.

| Cad (MHz) | P_{max} (W) | E_{max} (μ J) |
|-----------|---------------|----------------------|
| 0.5 | 20.0 | 40.0 |
| 0.75 | 30.0 | 40.0 |
| 1 | 40.0 | 40.0 |
| 1.5 | 60.0 | 40.0 |
| 3 | 62.1 | 20.7 |
| 6 | 62.6 | 10.4 |
| 10 | 63.5 | 6.4 |
| 15 | 64.1 | 4.3 |

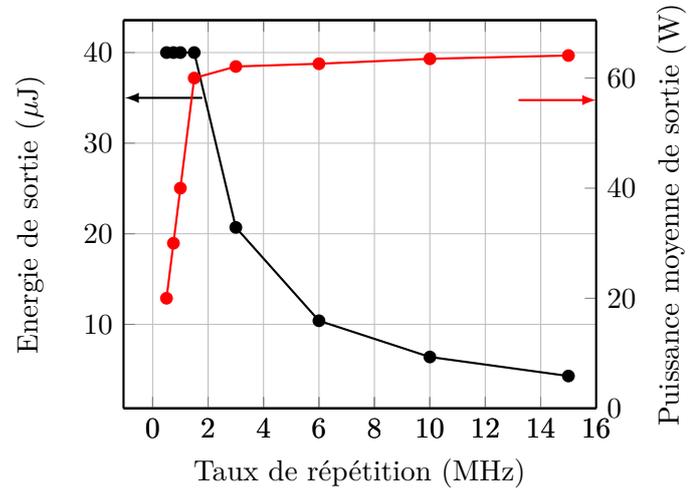


FIGURE 2.21 – Energie et puissance moyenne de sortie en fonction du taux de répétition en sortie de l'amplificateur complet d'impulsions de 27ps.

Dans le second étage où l'énergie est limitée, la puissance de pompe varie de 55W à 500kHz à 75W à 1MHz, et est fixe à 97.5W aux cadences supérieures.

Le taux de polarisation à la puissance de sortie maximum de 64.1W est ici mesuré à 99.3%. Un soin particulier a en effet été porté à orienter les fibres utilisées de façon à obtenir le meilleur taux de polarisation possible à la puissance maximum.

On récapitule les gains en dB et la valeur de l'extraction ξ , de nouveau calculée à partir de la définition 2.16, obtenus dans chaque étage d'amplification selon la cadence :

| Cad (MHz) | Gain (dB) | | Extraction ξ (%) | |
|-----------|-----------|---------|----------------------|---------|
| | Etage 1 | Etage 2 | Etage 1 | Etage 2 |
| 0.5 | 40 | - | 8 | - |
| 0.75 | 38 | - | 8 | - |
| 1 | 37 | - | 9 | - |
| 1.5 | 36 | 12 | 9 | 59 |
| 3 | 33 | 12 | 10 | 59 |
| 6 | 31 | 11 | 11 | 60 |
| 10 | 29 | 11 | 12 | 60 |
| 15 | 27 | 11 | 13 | 60 |

TABLE 2.10 – Gain en dB dans les deux étages d'amplification composés d'une fibre 45/180 et d'une fibre 85/200.

Bien que les puissances d'entrée soient comparables et que l'on soit dans une configuration double passage, les gains dans le premier étage sont ici moins élevés que dans le cas précédent. Cette fibre LPF30 est en effet moins dopée que la fibre 45/180.

L'extraction maximum obtenue dans le deuxième étage est de 60% à la cadence 15MHz : 64.1W pour 97.5W de pompe. La puissance d'entrée correspondante s'élève à 5.2W, ce qui conduit à un gain de 11dB.

Les fibres de type LPF que nous avons utilisées sont parfaitement monomodes dans la plage d'utilisation présentée ici. Le profil spatial du faisceau à la puissance de sortie maximum est donné sur la figure 2.22 pour les cadences 1 et 1.5MHz.

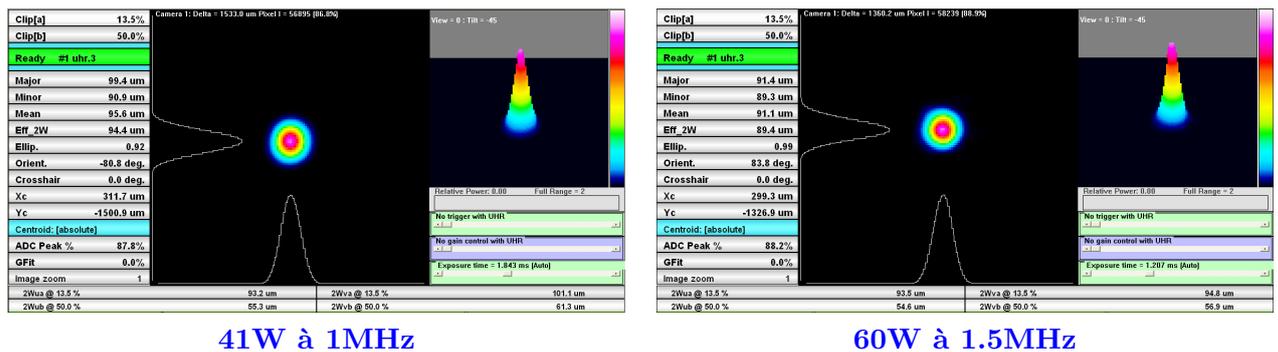


FIGURE 2.22 – Qualité de faisceau en sortie de l'amplificateur d'impulsions de 27ps à base de fibre de type LPF, à la puissance moyenne maximum pour deux cadences.

A la cadence de 1MHz, la trace d'autocorrélation des impulsions amplifiées a été mesurée pour différentes puissances de sortie.

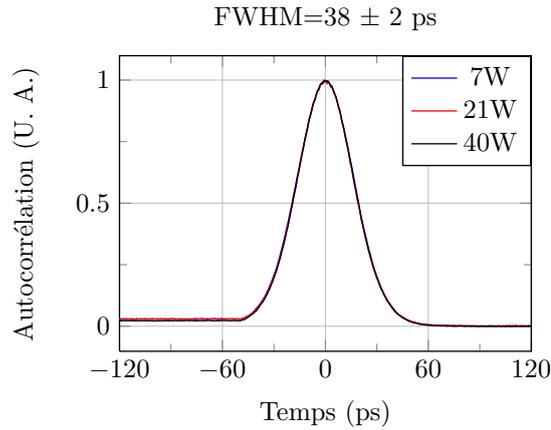


FIGURE 2.23 – Autocorrélations expérimentales en sortie d'amplificateur à la cadence de 1MHz.

Dans l'amplificateur les impulsions se propagent dans moins de 3m de fibre optique. Compte tenu des largeurs spectrales étroites en jeu ($<3\text{nm}$), la dispersion du second ordre est négligeable et le profil temporel des impulsions est constant quelle que soit la puissance en sortie d'amplificateur.

Evolution spectrale dans les deux étages d'amplification à la cadence de 1MHz

On donne à présent l'évolution de la puissance de sortie et du spectre en fonction de la puissance de pompe à la cadence de 1MHz. L'analyseur de spectre utilisé possède une résolution de 0.07nm donc l'erreur de mesure est ici de 0.1nm .

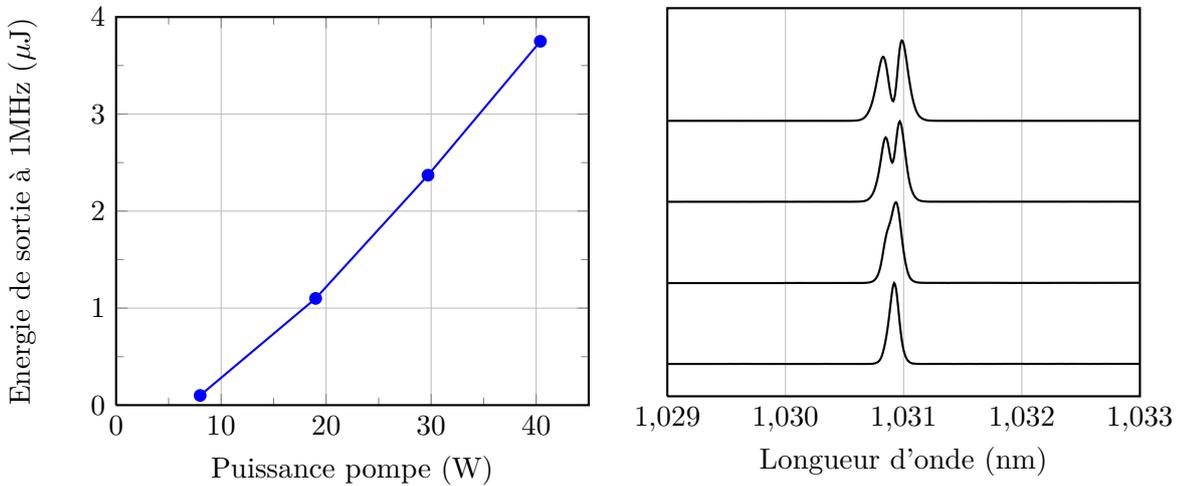


FIGURE 2.24 – Energie de sortie à 1MHz en fonction de la puissance pompe et évolution spectrale correspondante dans le premier étage d'amplification.

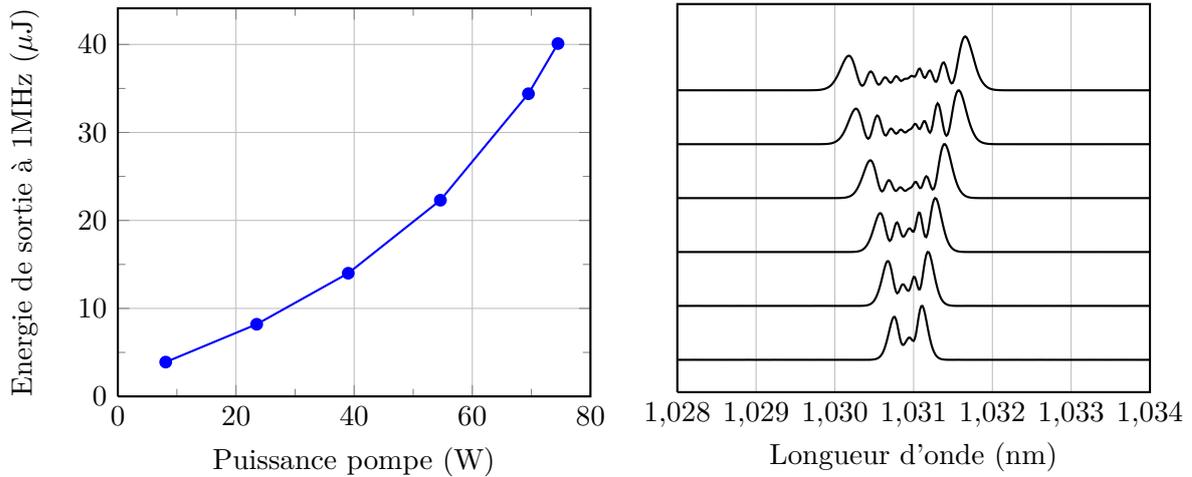


FIGURE 2.25 – Energie de sortie à 1MHz en fonction de la puissance pompe et évolution spectrale correspondante dans le second étage d’amplification, pour une puissance pompe dans le premier étage fixée à 40W.

Nous obtenons ici :

| | E_s (μJ) | $\Delta\lambda$ (nm) | Intégrale B (rad) |
|----------------|-------------------------|----------------------|-------------------|
| FIBRE 1 | 3.5 | 0.27 ± 0.10 nm | 1.5π |
| FIBRE 2 | 40 | 1.67 ± 0.10 nm | 7.7π |
| Total | | | 9.2π |

TABLE 2.11 – Caractérisation de l’amplificateur d’impulsions de 27ps à 1MHz.

où E_s est l’énergie et $\Delta\lambda$ l’élargissement spectral en sortie des fibres indiquées.

La durée des impulsions plus longue que dans le cas précédent permet d’obtenir une largeur spectrale plus étroite à intégrale B équivalente. Cela sera favorable dans le cas où nous souhaitons réaliser la conversion de la fréquence vers les second et troisième harmoniques. Les performances obtenues ici ont comme précédemment été reproduites puis stabilisées en vue de la réalisation d’un laser industriel. A la puissance crête de 1.5MW l’amplificateur subit un endommagement répétable après une à trois semaines de fonctionnement. Suite à ce constat il a été établi que les puissances crêtes ne devaient pas excéder l’ordre de grandeur de 1MW pour conduire à des performances stables dans le temps.

2.2.3.3 Analyse

Nous reprenons le format de la figure 2.16 pour donner un exemple d’évolution des trois grandeurs énergie, gain g_0 et intensité spectrale en régime permanent et à une cadence pour la présente configuration d’amplificateur. Nous choisissons la cadence de 1.5MHz.

La première fibre de l’amplificateur est ici utilisée en double passage. Dans la simulation nous effectuons deux passages dans la fibre, mais nous ne représenterons ci-dessous que le second passage. L’énergie en entrée du second passage est estimée d’après le modèle à 85nJ à 1.5MHz, soit 128mW.

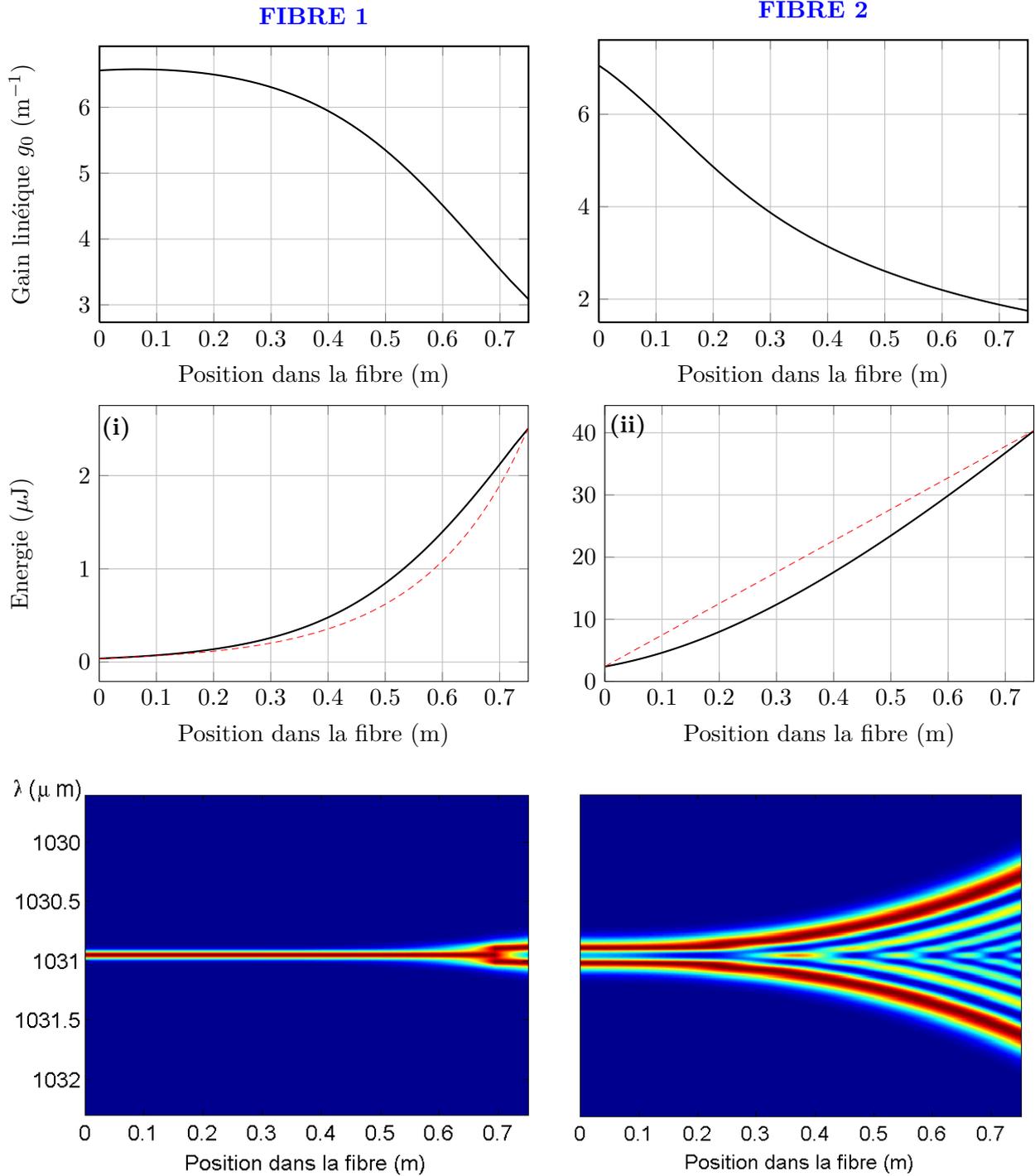


FIGURE 2.26 – Evolution du gain linéique g_0 , de l'énergie et du spectre dans les deux étages d'amplification à 1.5MHz. Légende figures (i) et (ii) : trait plein = Calcul Frantz-Nodvik, trait pointillé = Tendence exponentielle resp. linéaire.

Comme dans le cas précédent, on constate que la courbe représentative de l'énergie en fonction de la position dans la fibre s'écarte dans le premier étage d'une tendance exponentielle, attestant du fait que nous travaillons au-delà du régime petit signal, alors que dans le second étage le régime d'extraction n'est pas atteint car l'énergie n'évolue pas linéairement le long de la fibre.

Le régime d'extraction dans cette configuration d'amplificateur est donc proche du cas précédent d'amplification directe d'impulsions de 15ps.

Nous allons à présent calculer les valeurs d'intégrale B obtenues dans les deux étages d'amplification et à chaque cadence, les résultats sont donnés dans le tableau 2.12, et représentés sur la figure 2.27.

| Cad (MHz) | Intégrale B (rad) | | |
|-----------|-------------------|----------|----------|
| | FIBRE 1 | FIBRE 2 | Total |
| 15 | 0.2π | 1π | 1.2π |
| 10 | 0.3π | 1.5π | 1.8π |
| 6 | 0.4π | 2.4π | 2.8π |
| 3 | 0.7π | 4.6π | 5.3π |
| 1.5 | 1.3π | 7.2π | 8.5π |
| 1 | 1.5π | 7.7π | 9.2π |

TABLE 2.12 – Valeurs d'intégrales B pour chaque cadence dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 27ps.

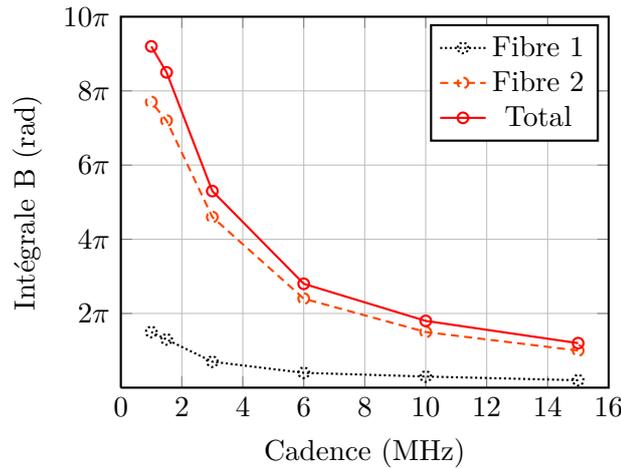


FIGURE 2.27 – Intégrale B en fonction de la cadence dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 27ps.

La puissance crête ayant été limitée et les impulsions étant plus longues, les niveaux d'intégrale B sont plus faibles que dans le cas précédent.

2.3 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre [23, 24, 25] constituent la première démonstration expérimentale de performances aujourd'hui produites par une gamme de lasers industriels commercialisés par l'entreprise.

Dans le tableau ci-dessous nous récapitulons les performances correspondant à un point de fonctionnement stable du laser selon la durée des impulsions initiales :

| τ_p (ps) | E_{max} (μ J) | P_c (MW) |
|---------------|----------------------|------------|
| 15 | 20 | 1.3 |
| 27 | 30 | 1.1 |
| 50 | 50 | 1 |

TABLE 2.13 – Performances stabilisées obtenues dans le cadre de l'amplification directe d'impulsions de 15, 27 et 50ps.

où τ_p désigne la largeur à mi-hauteur des impulsions, E_{max} l'énergie maximum en sortie d'amplificateur et P_c la puissance crête correspondante.

La génération d'harmoniques du second et troisième ordre a été effectuée dans des cristaux de LBO afin de réaliser des sources picosecondes capables d'émettre aux trois longueurs d'onde, 1030nm, 515nm et 343nm. Le rendement de conversion de la longueur d'onde fondamentale vers le second harmonique se situe aux alentours de 60% pour les durées d'impulsions étudiées, les résultats obtenus dans ce cadre ont été présentés ici [26]. Concernant le triplage de fréquence, les rendements moyens sont compris entre 30% et 50% [27, 28].

Des lasers fiables émettant des impulsions picosecondes aux trois longueurs d'onde 1030, 515 et 343nm ont ainsi pu voir le jour grâce à ces travaux. Leurs performances sont caractérisées par des niveaux d'énergie n'excédant pas 50μ J, et par de forts niveaux d'auto-modulation de phase.

Dans le chapitre suivant nous étudierons de nouvelles architectures d'amplificateurs dans le but d'étendre les performances obtenues. Notre objectif sera de développer une architecture adaptée pour l'amplification d'impulsions de durée initiale supérieure à 15ps, et pour laquelle un apport de phase non linéaire significatif ne constituera pas une limitation.

Bibliographie

- [1] L. M. Frantz and J. S. Nodvik. Theory of pulse propagation in a laser amplifier. *J. Appl. Phys.*, 34(8), 1963.
- [2] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna. Ytterbium-doped fibre amplifier. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33(7), 1997.
- [3] D. N. Schimpf, C. Ruchert, D. Nodop, J. Limpert, A. Tünnermann, and F. Salin. Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers. *Opt. Express*, 16(22), 2008.
- [4] J. E. Murray and W. H. Lowdermilk. Nd :YAG regenerative amplifier. *J. Appl. Phys.*, 51(7), 1980.
- [5] F. Estable, F. Salin, M. Allain, P. Georges, and A. Brun. Direct measurement of saturation fluence in Ti :Al₂O₃. *Elsevier Optics Communications*, 72(3-4), 1989.
- [6] A. Braun, X. Liu, G. Mourou, D. Kopf, and U. Keller. Diode-pumped Nd :glass kilohertz regenerative amplifier for subpicosecond microjoule level pulses. *Appl. Opt.*, 36(18), 1997.
- [7] W. Koechner and M. Bass. *Solid-State Lasers*. Springer, 2003.
- [8] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry. Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics. *Phys. Rev. B*, 53(4), 1996.
- [9] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 55(6), 1985.
- [10] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann. Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 32(24), 2007.
- [11] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann. Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8GW peak power. *Opt. Express*, 19(1), 2011.
- [12] F. Röser, D. Schimpf, O. Schmidt, B. Ortaç, K. Rademaker, J. Limpert, and A. Tünnermann. 90W average power 100 μ J energy femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 32(15), 2007.
- [13] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann. Femtosecond fiber CPA system emitting 830W average output power. *Opt. Lett.*, 35(2), 2010.
- [14] F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann. High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation. *Opt. Lett.*, 36(5), 2011.
- [15] I. Martial, F. Balembois, J. Didierjean, and P. Georges. Nd :YAG single-crystal fiber as high peak power amplifier of pulses below one nanosecond. *Opt. Express*, 19(12), 2011.

- [16] R. C. Jones. A new calculus for the treatment of optical systems. *J. Opt. Soc. Am.*, 31(7), 1941.
- [17] P. Deslandes. Développement d'oscillateurs lasers à fibre de forte puissance moyenne et à durée d'impulsion ajustable. *Thèse de l'Université de Bordeaux I*, 2013.
- [18] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. Mourou. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7ns to 150fs. *Appl. Phys. Lett.*, 64(23), 1994.
- [19] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, Ch. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, and F. Krausz. Femtosecond optical breakdown in dielectrics. *Phys. Rev. Lett.*, 80(18), 1998.
- [20] A. Smith, B. Do, and M. Soderlund. Deterministic nanosecond laser-induced breakdown thresholds in pure and Yb³⁺ doped fused silica. *Conference paper : Fiber Lasers IV : Technology, Systems, and Applications*, 6453, 2007.
- [21] J.-C. Diels and W. Rudolph. *Ultrashort laser pulse phenomena*. Academic Press, 2006.
- [22] M.-Y. Cheng, Y.-C. Chang, A. Galvanauskas, P. Mamidipudi, R. Changkakoti, and P. Gatchell. High-energy and high-peak-power nanosecond pulse generation with beam quality control in 200 μ m core highly multimode Yb-doped fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 30(4), 2005.
- [23] S. Pierrot, F. Liegeois, J. Saby, B. Cocquelin, Y. Hernandez, F. Salin, and D. Giannone. All fibre high repetition rate, high power picosecond laser and UV generation. *Fiber Laser Applications*, JWA5, 2011.
- [24] S. Pierrot, J. Saby, B. Cocquelin, and F. Salin. High-power all fiber picosecond sources from IR to UV. *Proc. SPIE*, 7914, 2011.
- [25] S. Pierrot, J. Saby, A. Bertrand, F. Liegeois, C. Duterte, B. Cocquelin, Y. Hernandez, F. Salin, and D. Giannone. All fiber high energy, high power picosecond laser. *Conference on Lasers and Electro-Optics*, CFD3, 2010.
- [26] J. Saby, D. Sangla, S. Pierrot, P. Deslandes, and F. Salin. High power industrial picosecond laser from IR to UV. *Proc. SPIE*, 8601, 2013.
- [27] S. Pierrot, B. Cocquelin, J. Saby, N. Falletto, and F. Salin. High power all fiber picosecond laser and application to photovoltaic thin films scribing. *Fiber Laser Applications*, FThC, 2011.
- [28] D. Sangla, J. Saby, B. Cocquelin, and F. Salin. High power picosecond fiber laser emitting 50W at 343nm at 80MHz. *Proc. SPIE*, 8237, 2012.

Chapitre 3

Gestion de l'apport de phase non linéaire dans les amplificateurs à fibre

Dans le chapitre précédent nous avons étudié l'amplification directe d'impulsions picosecondes, dont les résultats concluants ont donné lieu à une gamme de lasers industriels. Nous souhaiterions à présent étendre les performances atteintes, à la fois en terme d'énergie et de durée d'impulsion.

Les oscillateurs que nous utilisons produisent des impulsions de durées 15, 27 et 50ps limitées par transformée de Fourier, ce qui conduit à des largeurs spectrales à mi-hauteur comprises entre 0.01 et 0.1nm. Dans ces conditions, l'étirement des impulsions basé sur des composants dispersifs tels que des réseaux de diffraction est difficile à mettre en oeuvre. Les durées d'impulsions sont toutefois suffisamment courtes pour pouvoir facilement générer des puissances crêtes de l'ordre de 2MW, proches des seuils d'auto-focalisation dans les fibres. Nos signaux amplifiés sont ainsi caractérisés par une largeur spectrale relativement étroite ($<5\text{nm}$), et de forts niveaux d'auto-modulation de phase, jusqu'à 20π dans le cas de l'amplification d'impulsions de 15ps.

Nous souhaiterions alors étudier une méthode d'amplification capable de tirer parti de ces hauts niveaux d'automodulation de phase, et qui nous permettrait d'explorer une nouvelle gamme de performances, sans que cela ne passe par l'utilisation d'une architecture CPA, inadéquate pour réaliser l'amplification d'impulsions de durée supérieure à 15ps.

Afin de mener cette étude, nous aborderons la question générale du contrôle de l'auto-modulation de phase dans les amplificateurs de signaux impulsionnels à base de fibres optiques. Cette question présente un intérêt en dehors de notre application, notamment dans les amplificateurs à dérive de fréquence utilisant des fibres dopées, et pourra également nous donner les outils nécessaires pour développer une technique d'amplification spécifique à notre application.

Dans un premier temps nous rappellerons dans quelle mesure les effets non linéaires peuvent constituer une limitation dans le cadre de l'amplification d'impulsions, justifiant les efforts antérieurs menés pour s'en affranchir. Nous nous intéresserons pour cela à un cas classique de compression d'impulsions à profil temporel gaussien dont le spectre a été généré par auto-modulation de phase.

Dans un second temps nous réaliserons un état de l'art des méthodes utilisées par la communauté pour que l'apport de phase non linéaire ne constitue plus une limitation.

Enfin nous considèrerons les données de notre problème pour définir une méthode de gestion de l'auto-modulation de phase applicable à notre cas mais également à d'autres. Elle nous permettra d'une part de contrôler l'apport de phase non linéaire dans nos amplificateurs, et d'autre part d'étendre les performances que nous avons obtenues dans le cadre de l'amplification directe.

3.1 Impact de l'auto-modulation de phase

Afin de comprendre l'intérêt de la gestion des effets non linéaires dans les amplificateurs à fibre, nous abordons ici la question de la compression d'impulsions ayant accumulé une certaine quantité de déphasage non linéaire au cours de leur amplification. Pour cela nous définissons deux critères permettant de mesurer le contraste des impulsions comprimées après amplification. Le premier est un facteur de qualité, dont la valeur est d'autant plus faible que la quantité d'énergie contenue dans les ailes d'une impulsion est importante, et le second une puissance crête relative, dont la référence est une impulsion à profil temporel gaussien.

3.1.1 Facteur de qualité et puissance crête relative

Facteur de qualité

Pour mesurer le contraste d'une impulsion, nous choisissons le facteur de qualité introduit par Tamura et al. [1] :

$$Q = \frac{\tau_p}{2\tau_\sigma} \quad (3.1)$$

où τ_p désigne la largeur à mi-hauteur de l'impulsion, et τ_σ l'écart-type de la largeur de l'impulsion donné par :

$$\tau_\sigma = \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2} \quad (3.2)$$

avec :

$$\langle t^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} t^2 |E(t)|^2 dt \quad (3.3)$$

$$\langle t \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} t |E(t)|^2 dt \quad (3.4)$$

L'écart-type τ_σ permet de tenir compte de l'énergie contenue dans les ailes de l'impulsion. Le rapport entre la largeur à mi-hauteur et cet écart-type permet d'obtenir un facteur de qualité sans unité utilisable pour comparer des impulsions de durées différentes.

Afin de donner un exemple, on définit les fonctions f et g par :

$$f(t) = t^2 |E(t)|^2 \quad (3.5)$$

$$g(t) = |E(t)|^2 \quad (3.6)$$

La courbe représentative de la fonction f va permettre d'apprécier la quantité d'énergie contenue dans les ailes de l'impulsion pour différents profils d'impulsion. La fonction g rend compte du profil temporel de l'impulsion elle-même. On trace les courbes représentatives de ces deux fonctions dans différents cas : on choisit des profils supergaussiens d'ordre 1, 2 et

5, puis celui d'une impulsion présentant des lobes secondaires. Pour rendre les courbes plus lisibles on normalise l'amplitude des valeurs prises par les fonctions f et g par rapport à leur maximum. Les valeurs du facteur de qualité Q sont indiquées sur chaque courbe.

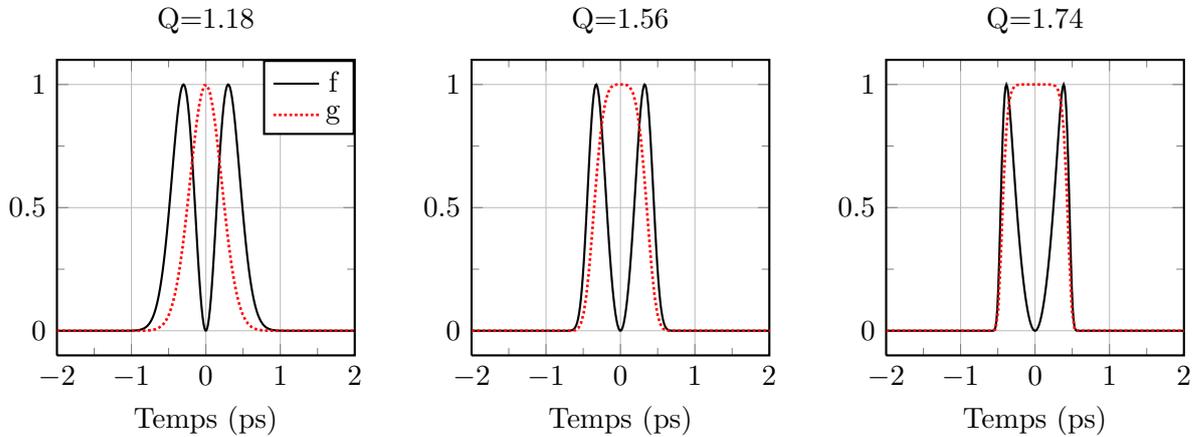


FIGURE 3.1 – Courbes représentatives des fonctions f et g et facteur de qualité d'impulsions à profil temporel gaussien et supergaussiens d'ordre 2 et 5.

Le profil temporel de l'impulsion évolue avec l'ordre de la gaussienne vers une forme rectangulaire aux bords d'autant plus raides. L'énergie contenue dans les ailes de l'impulsion décroît avec l'ordre. Le facteur de qualité augmente simultanément : il passe de 1.18 pour une gaussienne à 1.74 pour une supergaussienne d'ordre 5.

On représente à présent une impulsion présentant des lobes secondaires, comme cela s'observe classiquement lors de la compression d'impulsions à spectre généré par auto-modulation de phase :

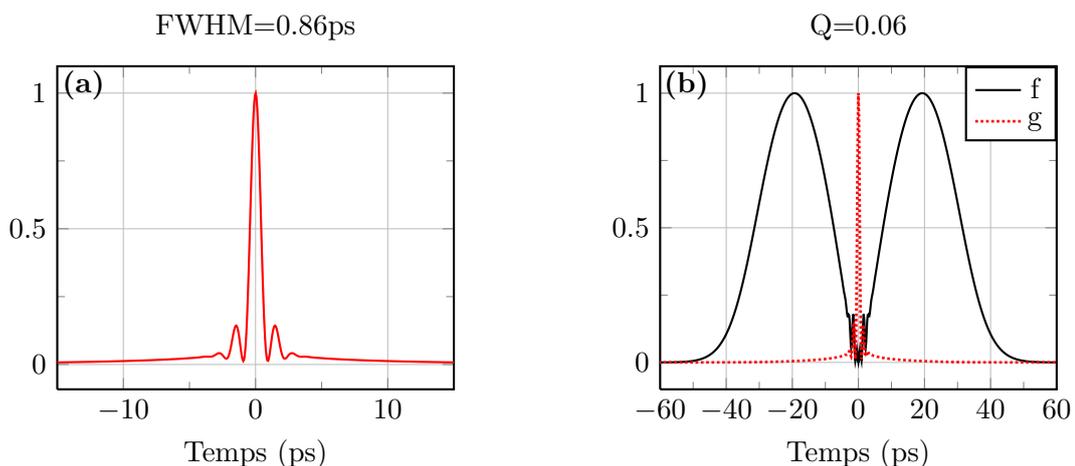


FIGURE 3.2 – Profil et facteur de qualité d'une impulsion comprimée à partir d'une impulsion à profil temporel gaussien à spectre généré par auto-modulation de phase. (a) Profil temporel de l'impulsion comprimée (b) Courbes représentatives des fonctions f et g .

Le piédestal est ici très important, comme le montre l'allure de la fonction f pour cette impulsion. On obtient ici un facteur de qualité de 0.06.

Puissance crête relative

La puissance crête P_c peut être estimée par le rapport de l'énergie E contenue dans l'impulsion par sa largeur à mi-hauteur τ_p :

$$P_c = \frac{E}{\tau_p} \quad (3.7)$$

Le profil temporel des impulsions pour lesquelles cette définition est appliquée est en général gaussien ou sécante hyperbolique. L'impulsion correspondant à la figure 3.2 ne présente ni un profil temporel gaussien ni sécante hyperbolique. Pour définir sa puissance crête, nous choisissons de comparer l'impulsion obtenue à une gaussienne de même largeur à mi-hauteur. Afin de tenir compte de l'énergie contenue dans les ailes nous normalisons chacune des impulsions par rapport à son intégrale, et la puissance crête relative sera prise égale au rapport des maximums de ces amplitudes normalisées :

$$P_{cr} = \frac{\max(I(t)/\int_{-\infty}^{\infty} I(t)dt)}{\max(I_g(t)/\int_{-\infty}^{\infty} I_g(t)dt)} \quad (3.8)$$

où I correspond au profil temporel de l'impulsion dont on souhaite connaître la puissance crête relative, et I_g le profil d'une impulsion gaussienne de même largeur à mi-hauteur. On reprend l'exemple de la figure 3.2 pour représenter les profils I et I_g normalisés par rapport à leur intégrale :

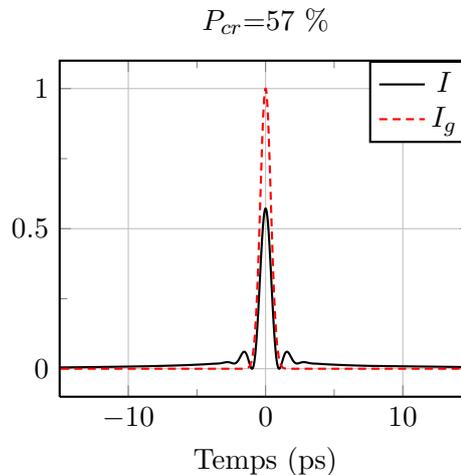


FIGURE 3.3 – Profil temporel d'une impulsion de facteur de qualité 0.06 comparé à une impulsion à profil temporel gaussien pour la détermination de la puissance crête relative.

L'impulsion de facteur de qualité 0.06 possède une puissance crête relative de 57% par rapport à une impulsion à profil temporel gaussien.

3.1.2 Création de spectre sur des impulsions de 27ps

Nous avons défini deux critères permettant de mesurer le contraste d'une impulsion. Nous allons maintenant les appliquer à un cas expérimental de compression d'impulsions à profil temporel gaussien dont le spectre a été généré par auto-modulation de phase. Cela nous permettra d'illustrer le caractère limitant de l'auto-modulation de phase dans de nombreux

cas d'amplification d'impulsions dans des fibres optiques, et ainsi comprendre la nécessité de contrôler l'apport de phase non linéaire qui sera discutée dans la suite.

Afin de produire un spectre d'une largeur minimum de 3nm à partir d'impulsions de 27ps, nous utilisons un schéma d'amplificateur où la première fibre de type LPF30 est utilisée en configuration double passage et la seconde de type LPF40 en simple passage, comme présenté dans la partie 2.2.3 du chapitre 2. A la cadence de 1MHz nous avons obtenu un élargissement spectral de $1.67 \pm 0.10 \text{ nm}$ correspondant à une énergie par impulsion de $40 \mu\text{J}$. Pour obtenir davantage de spectre nous réduisons la cadence à 300kHz, et augmentons l'effort sur le premier étage d'amplification, car le coeur de la fibre est plus petit que dans le second étage, et la configuration double passage permet une propagation sur une longueur plus importante. La première fibre est ainsi pompée par 56W, ce qui conduit à une puissance de sortie de 4.6W, soit $15 \mu\text{J}$. Dans le second étage on règle la puissance de pompe à 33W, et on obtient une puissance de sortie de 13.1W soit $44 \mu\text{J}$.

Le spectre obtenu mesure $3.1 \pm 0.1 \text{ nm}$ à mi-hauteur, cela correspond à 17π de déphasage non linéaire :

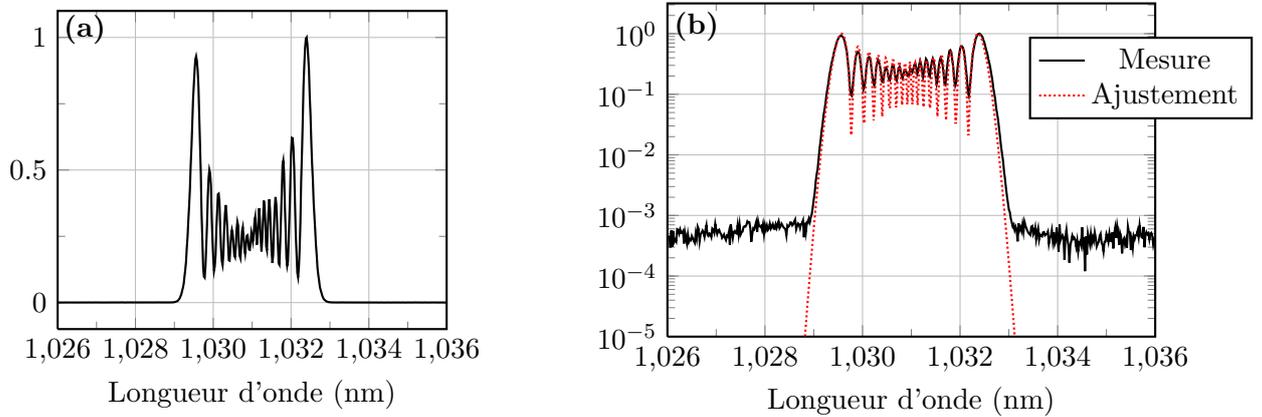


FIGURE 3.4 – Spectre expérimental (a) Echelle linéaire, (b) Echelle logarithmique + ajustement.

A partir de l'ajustement présenté sur la figure 3.4 (b), nous traçons la dérive de fréquence ainsi que la phase spectrale induite par 17π d'intégrale B sur nos impulsions de 27ps :

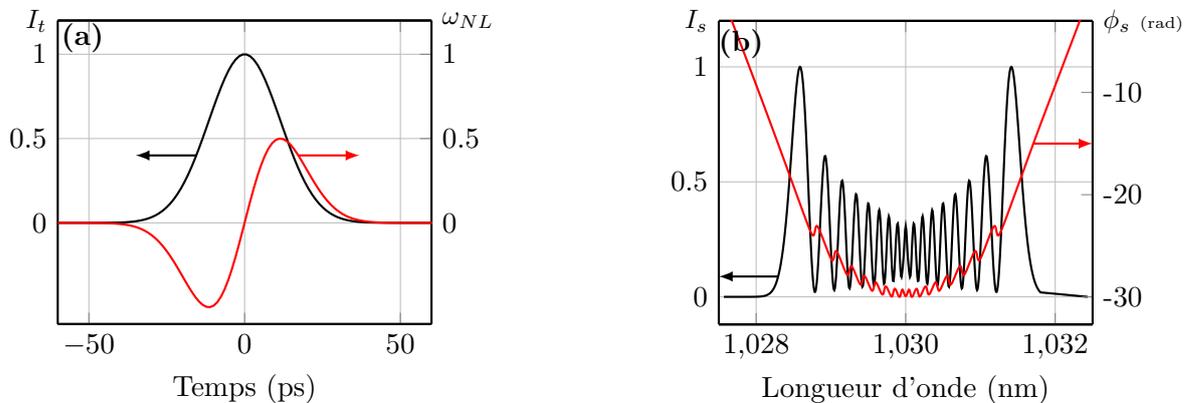


FIGURE 3.5 – (a) Profil temporel théorique des impulsions de 27ps et dérive de fréquence induite par auto-modulation de phase (b) Spectre et phase spectrale théoriques correspondants.

Une dérive de fréquence linéaire induit une phase spectrale quadratique. Dans le cas présent

la dérive de fréquence visible sur la figure 3.5 (a) n'est linéaire que pour les fréquences constituant le centre de l'impulsion. La phase spectrale visible sur la figure 3.5 (b) présente une tendance quadratique, à laquelle s'ajoute une modulation qui ne pourra pas facilement être compensée au moyen de composants dispersifs usuels. Cette modulation, due à la dérive de fréquence correspondant aux ailes de l'impulsion, constitue la partie incompressible de la phase spectrale.

Pour visualiser la dérive de fréquence de cette impulsion, nous représentons la trace FROG correspondante, qui serait obtenue par rotation non linéaire de polarisation (PG FROG de l'anglais "Polarization Gating"). Cette trace est obtenue numériquement, à l'aide d'une fonction Matlab mise à disposition sur le site de Rick Trebino [2]. Nous choisissons la trace PG FROG plutôt que SHG FROG (SHG de l'anglais "Second Harmonic Generation") car elle n'est pas symétrique en temps, ce qui facilite la lecture de la dérive de fréquence. L'ajustement de l'impulsion et du spectre en particulier représenté sur la figure 3.4 nous permet de déduire cette trace FROG :

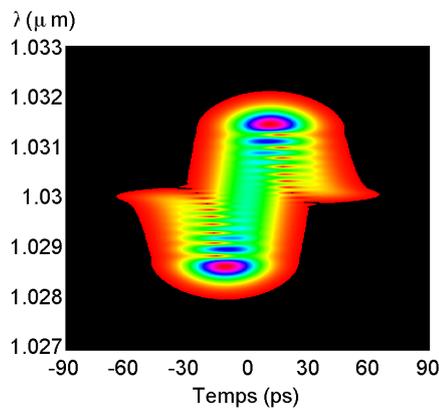


FIGURE 3.6 – Trace PG FROG obtenue numériquement pour une impulsion à profil temporel gaussien de 27ps ayant vu 17π de déphasage non linéaire.

La dérive de fréquence linéaire au centre de l'impulsion et non linéaire au niveau des ailes de l'impulsion est ici bien visible.

3.1.3 Compression

Nous introduisons ici la méthode de compression d'impulsions que nous avons utilisée dans nos expériences et qui a donné lieu à tous les résultats expérimentaux de compression d'impulsions fournis dans le reste de la thèse.

Les impulsions que nous avons considérées dans le paragraphe précédent présentent une dérive de fréquence positive, que l'on va pouvoir compenser en appliquant à l'impulsion une dispersion négative du second ordre.

Il existe plusieurs composants optiques dispersifs adaptés à la compression d'impulsions. Les interféromètres de Gires-Tournois [3], les prismes [4], et les réseaux de diffraction [5] en constituent les principaux exemples. L'ordre de grandeur de dispersion accessible avec chacun de ces composants varie : les réseaux sont généralement les composants capables d'introduire la plus forte dispersion. Compte tenu des relativement faibles largeurs spectrales que nous avons à traiter ($<5\text{nm}$), nous avons choisi d'utiliser des réseaux de diffraction pour effectuer la compression d'impulsions.

Ces composants introduisent une dispersion angulaire décrite par l'équation des réseaux :

$$N\lambda = \sin\beta + \sin\beta' \quad (3.9)$$

où N est la densité de traits par millimètre, β l'angle formé entre le faisceau incident et la normale au réseau, et β' l'angle formé entre le faisceau diffracté et la normale au réseau. En utilisant deux réseaux placés en parallèle on peut séparer spatialement les différentes composantes spectrales d'une impulsion, ce qui revient à les décaler temporellement.

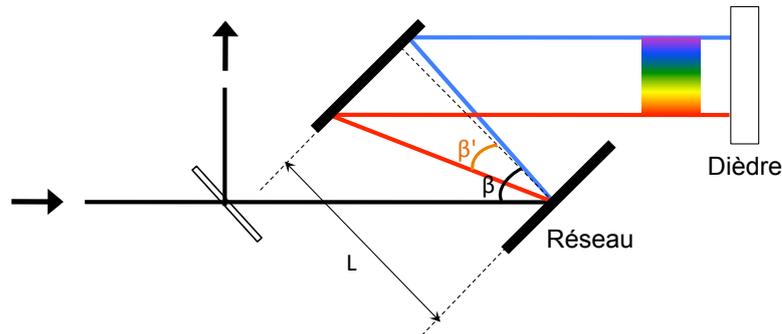


FIGURE 3.7 – Schéma d'un compresseur à réseaux de diffraction.

Le déphasage spectral introduit est donné par :

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c}L \cdot \cos(\beta') \quad (3.10)$$

où L est la distance entre les réseaux.

Si l'on applique ce déphasage à des impulsions de largeur spectrale telle que $\Delta\lambda \ll \lambda$ comme c'est le cas ici, on peut effectuer un développement de Taylor de la phase spectrale autour de la porteuse ω_0 , et en tirer à partir de 3.10 les différents ordres de dispersion caractérisant un réseau de diffraction de densité de traits N . On donne l'expression analytique de la dispersion d'ordre deux introduite par le compresseur issue de ce développement [6] :

$$\phi_2 = -\frac{4\pi^2 c N^2 L}{\omega_0^3 \cos^3 \beta'} \quad (3.11)$$

Les paramètres ajustables dont dépend la dispersion d'ordre deux introduite par un réseau de diffraction sont donc :

- la densité de traits N ($\text{tr} \cdot \text{mm}^{-1}$)
- la distance entre les réseaux L (m)
- l'angle du faisceau diffracté β' lié à l'angle d'incidence par $\beta' = \text{Arcsin}(\lambda N - \sin\beta)$ via la formule des réseaux.

Dans notre cas nous avons choisi des réseaux de densité de traits $1800 \text{ tr} \cdot \text{mm}^{-1}$. Par ailleurs, nous ne disposons pas au moment des expériences de réseaux capables de tenir le flux laser,

nous nous sommes donc contentés de prélever une partie du signal de sortie pour effectuer la compression. Le prélèvement s'effectue à l'aide d'une lame à faces non parallèles traitée dans l'infrarouge pour réfléchir 1% du signal.

Ci-dessous nous donnons le résultat obtenu lors de la compression des impulsions de 27ps de largeur spectrale $3.1 \pm 0.1 \text{ nm}$:

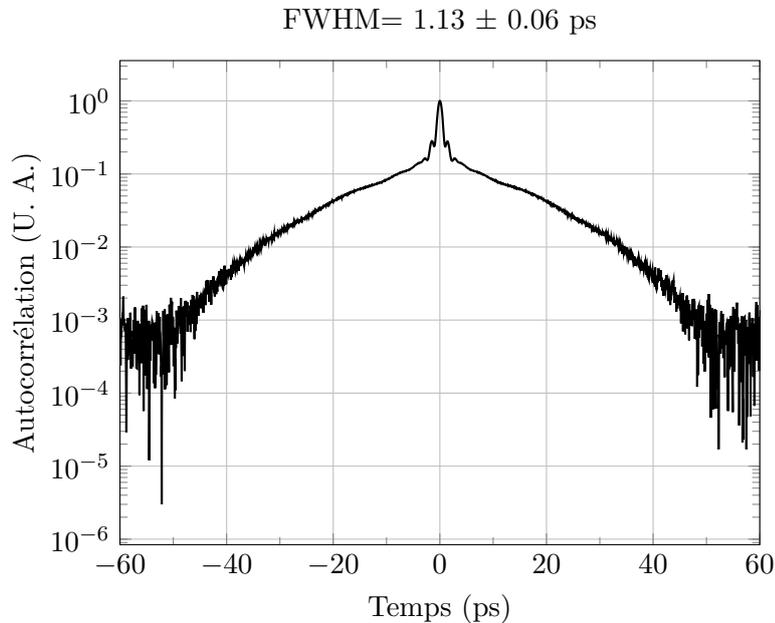


FIGURE 3.8 – Autocorrélation expérimentale en échelle logarithmique d'une impulsion comprimée à partir d'un oscillateur 27ps ayant subi 17π de déphasage non linéaire.

On effectue un ajustement numérique de l'autocorrélation pour pouvoir en extraire le profil de l'impulsion réelle et calculer son facteur de qualité. Le meilleur ajustement obtenu et l'impulsion correspondante sont :

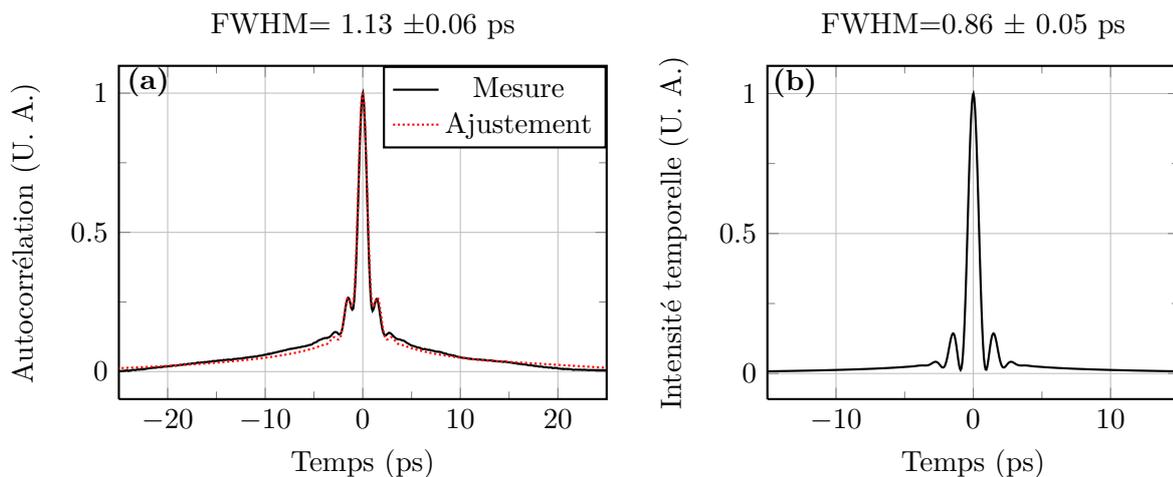


FIGURE 3.9 – (a) Ajustement de la trace d'autocorrélation expérimentale d'une impulsion comprimée à partir d'un oscillateur 27ps ayant subi 17π de déphasage non linéaire. (b) Impulsion extraite de l'ajustement.

Pour obtenir cet ajustement nous avons appliqué une dispersion d'ordre 2 de -3.1 ps^2 à l'impulsion de 27ps ayant subi 17π de déphasage non linéaire.

L'impulsion obtenue correspond en réalité à celle que nous avons donné en exemple sur la figure 3.2, qui possède donc un facteur de qualité Q de 0.06 et une puissance crête relative de 57%. Par rapport à l'impulsion initiale gaussienne qui possédait un facteur de qualité de 1.18, le contraste de l'impulsion comprimée est nettement dégradé. En pratique on montre que plus l'intégrale B accumulée est importante, plus le contraste des impulsions comprimées est faible. Ci-dessous on trace l'évolution du facteur de qualité d'une impulsion comprimée à partir d'une impulsion de durée initiale 27ps en fonction de l'intégrale B accumulée avant compression. Les impulsions comprimées correspondantes sont également représentées.

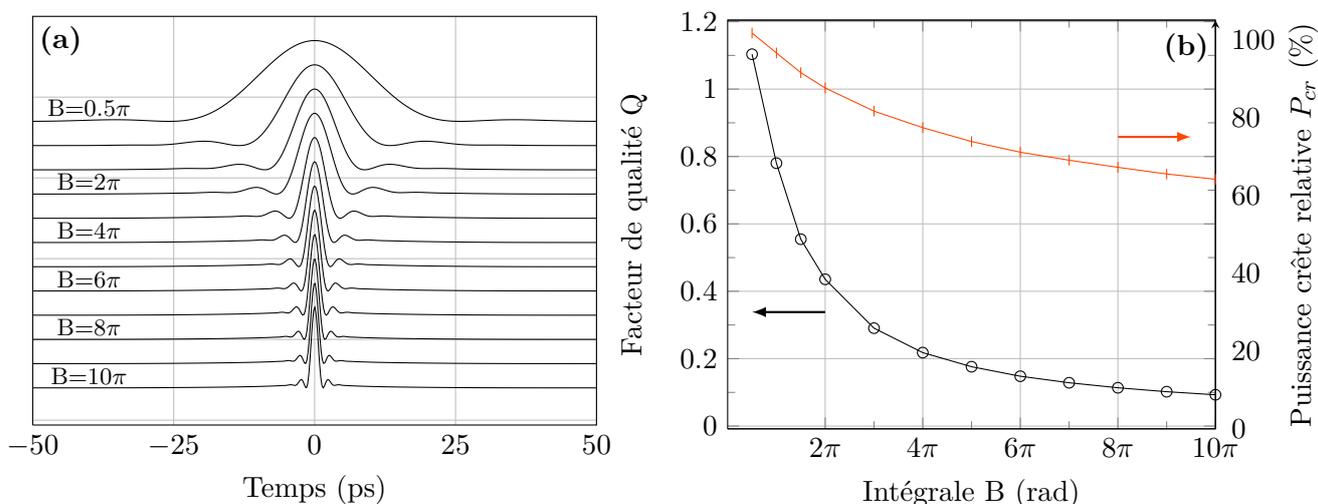


FIGURE 3.10 – Evolution d'une impulsion comprimée selon la valeur d'intégrale B accumulée. (a) Profil temporel des impulsions comprimées, (b) facteur de qualité et puissance crête relative correspondants selon la valeur de l'intégrale B .

Les impulsions sont de plus en plus courtes car un élargissement spectral se produit conjointement à l'accumulation d'intégrale B . Nous indiquons ci-dessous les valeurs de la dispersion d'ordre deux notée k_2 appliquée pour compenser la dérive de fréquence selon l'intégrale B :

| B (rad) | 0.5π | π | 1.5π | 2π | 3π | 4π | 5π | 6π | 7π | 8π | 9π | 10π |
|-------------------------|----------|-------|----------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|---------|
| k_2 (ps^2) | -166 | -78.9 | -47.5 | -35.6 | -21.4 | -14.8 | -11.6 | -9.4 | -8.0 | -6.8 | -5.9 | -5.3 |

TABLE 3.1 – Dispersion du second ordre appliquée à des impulsions de 27ps pour compenser la dérive de fréquence selon la valeur d'intégrale B .

Le contraste des impulsions comprimées se détériore à mesure que l'intégrale B augmente : le facteur de qualité passe de 1.1 pour une impulsion ayant vu 0.5π de déphasage non linéaire à 0.09 pour une impulsion ayant vu 10π . La puissance crête relative est de 102% pour l'impulsion correspondant à 0.5π de déphasage non linéaire : dans le critère choisi on compare à une impulsion gaussienne, ici l'impulsion redescend plus vite vers zéro que le profil de référence, et l'énergie contenue dans les ailes est relativement faible, ce qui conduit à une puissance crête relative plus élevée que celle d'une impulsion à profil temporel gaussien. En revanche pour 10π d'intégrale B la puissance crête relative s'élève à 64%.

Dans la problématique de la compression d'impulsions à profil temporel gaussien, l'intégrale B engendre donc la diminution de l'intensité crête en faveur des ailes de l'impulsion. Dans le cadre de l'utilisation d'un laser à impulsions pour réaliser de l'usinage, la présence d'un long piédestal comme observé ici peut entraîner un échauffement de la matière préalable à l'action de l'impulsion principale, et cela peut s'avérer préjudiciable. Le recours aux impulsions sub-picosecondes pour l'usinage se justifie en général par le souhait de s'affranchir d'effets thermiques trop importants, il est donc préférable de réduire au maximum l'énergie contenue dans les ailes de l'impulsion. C'est pourquoi dans les architectures d'amplificateurs à dérive de fréquence, l'étirement des impulsions est en partie utilisé pour s'affranchir de tous effets non linéaires et obtenir des impulsions comprimées après amplification du meilleur contraste possible. Cependant il est difficile d'obtenir une auto-modulation de phase nulle dans les amplificateurs à base de fibre dopée, ce qui a amené la communauté à développer des méthodes différentes de l'étirement pour limiter l'impact négatif de l'apport de phase non linéaire. Nous présenterons quelques-unes de ces méthodes dans la section suivante.

3.2 Contrôle de l'auto-modulation de phase

3.2.1 Amplificateurs à dérive de fréquence

L'étirement des impulsions dans les amplificateurs à dérive de fréquence permet d'une part de repousser les seuils d'endommagement des milieux amplificateurs, et d'autre part de limiter l'impact des effets non linéaires. Cependant il a été montré que même des niveaux modestes d'intégrales B , i.e. $B \leq 1 \text{ rad}$, pouvaient conduire à une dégradation notable du contraste de l'impulsion comprimée dans des architectures d'amplificateur du type CPA [7]. Cette limitation touche ainsi particulièrement les amplificateurs CPA fibrés, qui, nous l'avons vu dans le chapitre précédent, sont propices à l'accumulation des non-linéarités. Les exemples d'amplificateurs CPA fibrés cités dans la partie 2.1.3 présentent cette dégradation notable du contraste des impulsions comprimées à l'énergie de sortie maximum [8, 9, 10]. Une solution pour remédier à ce problème serait bien sûr de pouvoir étirer encore davantage les impulsions avant amplification, mais il s'avère que les ratios d'étirement atteints sont déjà proches du maximum envisageable dans ces configurations d'amplificateurs : dans [8] les impulsions de 400fs de l'oscillateur source sont étirées jusqu'à 2ns soit déjà un facteur 5000.

La problématique de l'augmentation des niveaux d'énergie atteignables dans les amplificateurs fibrés devient ainsi étroitement liée à celle de la gestion d'un apport de phase non linéaire incompressible. Il devient souhaitable de savoir contrôler cet apport de phase non linéaire sans nécessairement chercher à s'en affranchir.

Dans cette optique, plusieurs méthodes ont été proposées pour compenser l'auto-modulation de phase, nous allons passer en revue les principales méthodes à notre connaissance.

3.2.1.1 Modulation de la phase spectrale

L'auto-modulation de phase agit directement sur la phase spectrale, en induisant un retard plus important sur les composantes spectrales correspondant au maximum d'intensité que sur celles constituant les ailes. Plusieurs techniques existent pour ajuster la phase spectrale de lasers à impulsions. Le recours au montage optique $4f$ à dispersion nulle proposé par Weiner en 1988 [11] est fréquemment utilisé pour séparer spatialement les composantes spectrales et les moduler au plan focal. Ci-dessous on donne le schéma de ce montage tel

que proposé par Weiner.

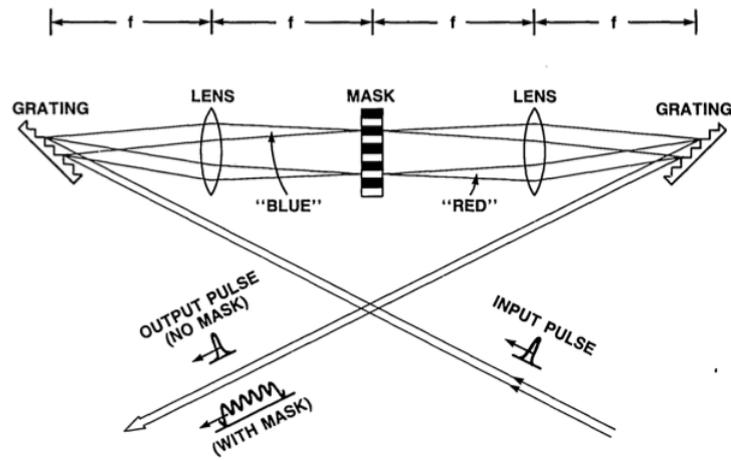


Fig. 1. Dispersion-free pulse-shaping apparatus.

FIGURE 3.11 – Montage optique 4f à dispersion nulle. D'après [11].

Dans le montage original un masque optique est placé au plan focal pour moduler l'intensité spectrale, mais il est également possible d'utiliser un composant qui n'impacte que la phase spectrale.

En 2008 He et al. [12] présentent une méthode basée sur l'emploi d'un modulateur spatial placé au plan focal d'un montage 4f pour corriger la phase spectrale des impulsions avant l'étireur d'un amplificateur CPA. Sa consigne est asservie par rapport à la mesure d'auto-corrélation des impulsions comprimées réalisée en sortie d'amplificateur. Des impulsions de 800fs et d'énergie $65\mu\text{J}$ à haut contraste sont ainsi produites, malgré une intégrale B de 2.5π .

Schimpf et al. [13] reprennent cette méthode en 2009 en supprimant la boucle d'asservissement. Le modulateur est également placé dans un montage 4f, mais ici après l'étireur et le premier amplificateur. Des impulsions de 780fs pour une énergie de $840\mu\text{J}$ et une intégrale B de 2.5π sont obtenues avec cette technique.

Bien que particulièrement efficace à améliorer le contraste des impulsions finales, cette méthode impose le recours à un composant actif pour moduler la phase spectrale, dont l'algorithme de contrôle peut s'avérer relativement complexe dans le cas où un asservissement est mis en place. Le coût et la complexité de cette solution peuvent constituer une limitation en vue d'une application industrielle.

3.2.1.2 Modulation de l'intensité spectrale

La dérive de fréquence induite par auto-modulation de phase est proportionnelle à la dérivée de l'intensité temporelle :

$$\omega_{NL}(t) \propto -\frac{dI(t)}{dt} \quad (3.12)$$

Une manière de contrôler l'apport de phase non linéaire consiste à agir sur le profil temporel de l'impulsion. Un profil parabolique s'écrivant $I(\tau)=1-(\tau/\tau_p)^2$ permet d'obtenir une dérive de fréquence linéaire. Cette idée a été exploitée dans des architectures d'amplificateurs CPA : Schimpf et al. [14] proposent en 2007 de moduler activement le spectre d'impulsions étirées

pour lui donner une forme parabolique, qui va également s'imprimer sur le profil temporel grâce à l'étirement. Il est montré qu'une amélioration notable du contraste des impulsions comprimées de 410fs est obtenue après amplification, et en présence de 5π d'intégrale B.

Dans le même esprit Schreiber et al. [15] étudient théoriquement l'influence de la forme temporelle des impulsions sur l'accumulation de non linéarités et la qualité des impulsions après compression. Le profil temporel d'impulsions paraboliques, obtenues expérimentalement par propagation auto-similaire [16], est utilisé dans une simulation numérique. Les impulsions sont étirées puis amplifiées. Le phénomène de rétrécissement par le gain est pris en compte dans l'étude : il entraîne une déformation du spectre au cours de l'amplification. Ainsi la forme parabolique du spectre n'est pas conservée. Les impulsions étant étirées, leur profil temporel est également déformé, ce qui engendre une dégradation du facteur de qualité des impulsions comprimées après amplification. Il est alors montré qu'une pré-compensation spectrale du phénomène de rétrécissement par le gain permet de s'affranchir de ce problème et d'obtenir des impulsions au contraste amélioré en présence de 5π d'intégrale B.

Dans les architectures CPA, la dérive quasi-linéaire des impulsions après l'étireur offre la possibilité de moduler l'intensité temporelle via l'intensité spectrale. En pratique il est beaucoup plus aisé de moduler l'intensité spectrale que l'intensité temporelle, cette méthode est alors particulièrement adaptée aux architectures CPA, et a offert ici des résultats concluants.

3.2.1.3 Compensation de l'auto-modulation de phase par la dispersion du troisième ordre

En 2005, Zhou et al. [17] et Shah et al. [18] ont montré que, dans certaines conditions, les phases spectrales induites par la dispersion du troisième ordre et par l'auto-modulation de phase peuvent se compenser, et ainsi induire une amélioration notable du contraste des impulsions après compression.

Ce résultat est a priori contre-intuitif car la dispersion d'ordre trois crée une phase spectrale asymétrique alors que l'auto-modulation de phase, une phase symétrique. Malgré tout il est montré qu'une certaine quantité de ces deux contributions permet d' "aplatir" la phase spectrale au niveau du centre du spectre, ce qui contribue à réduire la quantité d'énergie contenue dans les ailes des impulsions.

Pour obtenir suffisamment de dispersion d'ordre trois, les deux auteurs utilisent des étireurs à fibre qui permettent d'en accumuler davantage qu'un étireur à réseaux standard. Le compresseur permet également d'ajouter de la dispersion d'ordre trois positive, et ne compense pas celle accumulée dans l'étireur.

L'architecture proposée par Zhou et al. consiste simplement en un étireur à fibre, un amplificateur et un compresseur à réseaux. Il est montré que le contraste et la durée des impulsions comprimées sont optimaux pour une certaine valeur de déphasage non linéaire apporté dans l'amplificateur. Partant d'impulsions de 140fs étirées dans 100m de fibre puis amplifiées entre 3 et 17nJ, la durée des impulsions comprimées passe de 240fs à 180fs lorsque le déphasage non linéaire est augmenté de 0.4π à 1.8π . En augmentant encore le déphasage non linéaire la durée des impulsions augmente de nouveau, ce qui confirme que le déphasage non linéaire est bien acteur dans l'amélioration du contraste des impulsions.

Shah et al. proposent quand à eux une méthode basée sur l'utilisation d'impulsions appelées cubicons dont les profils temporel et spectral sont asymétriques. Du fait de l'asymétrie du profil temporel des impulsions, la phase non linéaire accumulée est également asymétrique et peut être compensée par la dispersion du troisième ordre. Des impulsions de 650fs avec une intégrale B supérieure à π et une énergie de $100\mu\text{J}$ ont ainsi été obtenues.

En 2007 Kuznetsova et al. [19] reprennent la technique proposée par Zhou et parviennent à obtenir des impulsions de 240fs, d'énergie $30\mu\text{J}$ avec une intégrale B très élevée de 17π . La qualité des impulsions obtenue étant très bonne, le potentiel de cette technique est ici démontré.

Zaouter et al. [20] proposent en 2008 une architecture d'amplificateur fibré sans étireur, ce qui permet d'accumuler une quantité significative d'effets non linéaires : partant d'impulsions de 330fs l'optimisation du rapport entre la dispersion d'ordre trois et de l'auto-modulation de phase permet d'obtenir des impulsions de 70fs et 16MW de puissance crête, le tout en présence de 8.7π d'intégrale B. L'idée est reprise peu après en proposant cette fois une architecture CPA [21] basée sur deux étireurs, un à fibre et un à réseaux, et un compresseur désaccordé à l'étireur afin d'apporter une quantité suffisante de dispersion d'ordre trois. Des impulsions à très haut contraste de 270fs, d'énergie $100\mu\text{J}$ pour une intégrale B de 5.4π sont obtenues.

Cette méthode de gestion de l'auto-modulation de phase est certainement l'une des plus élégantes parmi les méthodes présentées ici. Elle permet en effet d'obtenir des impulsions d'excellente qualité alors que les niveaux d'intégrale B sont globalement plus élevés que dans les techniques précédentes, et de plus son utilisation ne nécessite que peu de modifications par rapport à une architecture CPA classique, le point clef étant d'apporter suffisamment de dispersion d'ordre trois, il faut désaccorder l'étireur et le compresseur et/ou avoir recours à un étireur à fibre qui est un composant peu coûteux et ne nécessitant aucun effort d'alignement.

On peut avoir recours à cette technique dès lors que la dispersion du troisième ordre a une influence notable, et cela n'est vrai que si la largeur spectrale des impulsions est suffisante. Elle ne s'applique donc en général qu'à des amplificateurs basés sur des oscillateurs femtosecondes.

Dans notre étude les impulsions de départ sont relativement longues ($>15\text{ps}$) avec des largeurs spectrales étroites ($<0.5\text{nm}$). Une méthode de gestion de l'auto-modulation de phase basée sur un apport significatif de dispersion du troisième ordre ne semble alors pas envisageable. Dans la section suivante nous nous intéresserons à des méthodes employées dans des architectures d'amplificateurs sans étireur.

3.2.2 Amplificateurs sans étireur et propagation passive

Nous allons étudier ici deux méthodes originales permettant de ne pas être impacté négativement par un apport important de phase non linéaire. La première correspond à l'amplification parabolique d'impulsions dans des fibres optiques en présence de dispersion, de non linéarités et de gain. Il s'agit là d'un amplificateur sans étireur. La seconde correspond à un cas de propagation d'impulsions dans des fibres passives, sans amplification.

3.2.2.1 Régime de propagation auto-similaire

Avant d'aborder la question de l'amplification parabolique d'impulsions, nous rappelons quelques notions du concept de soliton. Le terme de soliton désigne un paquet d'ondes (une impulsion) capable de se propager sans déformation sur une longue distance dans un milieu matériel. La silice est un milieu dispersif de susceptibilité d'ordre trois non nulle, une impulsion s'y propageant peut à la fois subir l'effet Kerr et la dispersion. Les premiers solitons obtenus dans les fibres optiques [22] ont été observés dans la fenêtre spectrale où la dispersion de la silice est négative ($\lambda > 1.3\mu\text{m}$). L'auto-modulation de phase subie par une impulsion se propageant dans la silice crée l'équivalent d'une dérive de fréquence positive. En présence

de dispersion négative, les composantes rouges de l'impulsion sont ralenties par rapport aux composantes bleues, ce qui compense la dérive de fréquence positive engendrée par l'auto-modulation de phase. Ainsi il a été montré que dans le cas où certaines conditions sur la durée, l'énergie et la forme de l'impulsion de départ sont satisfaites, une propagation sans déformation pouvait s'opérer pour des impulsions de longueur d'onde centrale supérieure à $1.3\mu\text{m}$. On parle de régime de propagation solitonique, qui s'applique à des impulsions à profil temporel sécante hyperbolique.

Dans la région spectrale où la dispersion de la silice est positive ($\lambda < 1.3\mu\text{m}$), ce régime solitonique ne peut pas s'observer. Cependant en présence de gain, il a été montré qu'un régime de propagation auto-similaire existe [23], où le profil temporel de l'impulsion converge vers une forme parabolique. Le profil temporel parabolique implique que la dérive de fréquence due à l'auto-modulation de phase soit linéaire. Ainsi une fois entrées dans le régime asymptotique, les impulsions s'étirent temporellement et spectralement au cours de la propagation, mais maintiennent leur dérive de fréquence linéaire. L'accumulation d'auto-modulation de phase ne consiste alors qu'en l'ajout d'une dérive de fréquence linéaire, et les effets non linéaires sont ainsi parfaitement contrôlés. De plus, cette dérive de fréquence linéaire présente un intérêt évident dans le cas où l'on souhaite comprimer les impulsions.

Pour se placer dans ce régime, l'action conjointe de gain, de non-linéarités et de dispersion positive est requise. L'évolution d'une impulsion se propageant dans une fibre optique dopée en fonction de ces trois paramètres est complexe. De nombreuses études ont été menées pour caractériser la nature asymptotique du régime de propagation parabolique, à la fois théoriques [24, 25, 26] et expérimentales [27].

Nous avons évoqué dans le chapitre 1 le cas de l'évolution d'une impulsion de 500fs dans un milieu tel que $\beta_2 = 35 \cdot 10^{-3} \text{ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, $\gamma = 6 \cdot 10^{-3} \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ et $g_0 = 1.44 \text{m}^{-1}$ d'après les travaux de Kruglov et al. [28]. Nous reprenons cet exemple pour illustrer la linéarité de la dérive de fréquence induite grâce à la trace FROG de l'impulsion après 4m de propagation :

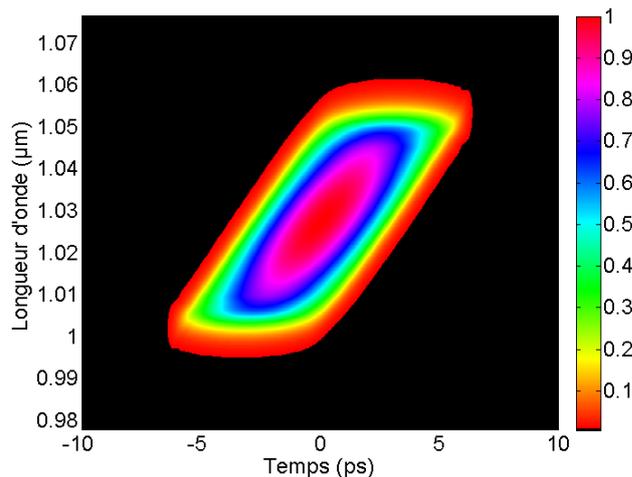


FIGURE 3.12 – Trace PG FROG obtenue numériquement pour une impulsion initialement gaussienne de largeur à mi-hauteur 500fs s'étant propagée dans 4m d'un milieu à gain.

La dérive de fréquence résultante au terme de la propagation est linéaire, et les impulsions ont été amplifiées grâce au gain. On obtient ainsi une technique d'amplification différente des amplificateurs à dérive de fréquence classiques étant donné l'absence d'étireur, et pour

laquelle un apport de phase non linéaire conséquent n'implique pas une baisse simultanée du facteur de qualité des impulsions comprimées. Des impulsions à haut contraste ont été obtenues par plusieurs équipes grâce à cette technique. Dans le tableau ci-dessous nous citons les résultats correspondant aux puissances crêtes les plus élevées atteintes à notre connaissance.

| Auteurs | τ_p oscillateur | τ_p compression | E | $\langle P \rangle$ | P_c |
|-------------------------------|----------------------|----------------------|-------------|---------------------|-------|
| Limpert et al. 2002 [29] | 180fs | 80fs | 136nJ | 10.2W | 1.7MW |
| Malinowski et al. 2004 [30] | 110fs | 110fs | 410nJ | 25W | 3.7MW |
| Schreiber et al. 2006 [16] | 280fs | 240fs | 1.2 μ J | 21W | 5.2MW |
| Papadopoulos et al. 2007 [31] | 145fs | 63fs | 290nJ | 7.8W | 4.1MW |

TABLE 3.2 – Eléments d'état de l'art pour l'amplification parabolique dans des fibres dopées.

où τ_p oscillateur représente la durée des impulsions initiales, et τ_p compression, la durée des impulsions après amplification puis compression. E, $\langle P \rangle$ et P_c correspondent respectivement à l'énergie, la puissance moyenne et la puissance crête des impulsions après compression.

Notons que, compte tenu des durées relativement courtes des impulsions sources utilisées, la bande spectrale finie du gain peut dans certains cas asymétriser le spectre des impulsions paraboliques. Ces impulsions présentant une dérive de fréquence linéaire, leur profil temporel est également asymétrisé. Nous avons vu que la phase spectrale induite par auto-modulation de phase sur une impulsion au profil temporel asymétrique est compensable par la dispersion du troisième ordre. Ainsi un auteur a, en plus d'effectuer une amplification parabolique, optimisé le contraste des impulsions comprimées en choisissant la quantité de phase non linéaire à apporter afin que la dispersion du troisième ordre présente dans le système puisse la compenser [31].

Dans ces exemples, les impulsions paraboliques lorsqu'elles ont atteint l'asymptote ont une durée inférieure à 10ps. Il n'est pourtant pas requis de partir d'impulsions très courtes <500fs pour travailler en régime de propagation parabolique. Finot et al. [32] montrent que le régime de propagation auto-similaire est atteignable même par des impulsions initiales aussi longues que 120ps, du moment que la longueur du milieu à gain est suffisante. Une démonstration expérimentale de convergence vers le régime asymptotique dans un amplificateur Raman est effectuée pour des impulsions de durée initiale 10ps, d'énergie 0.75pJ à la longueur d'onde télécom 1550nm [33]. L'amplification Raman nécessite usuellement d'importantes longueurs de fibre, ici 5.3km, pour un gain de 3.10^{-4} m^{-1} . La dispersion d'ordre deux à 1550nm dans la fibre utilisée est de $4.89.10^{-3} \text{ ps}^2.\text{m}^{-1}$, plus faible que sa valeur à $1\mu\text{m}$ dans la silice, d'environ $25.10^{-3} \text{ ps}^2.\text{m}^{-1}$. Les impulsions finales ont ici une largeur à mi-hauteur d'environ 30ps, soit un facteur d'étirement 3.

Les résultats présentés dans le tableau 3.2 font intervenir des oscillateurs femtosecondes émettant à $1\mu\text{m}$, et les impulsions paraboliques correspondantes sont produites dans des fibres dopées de longueurs inférieures à 10m. Dans le cas de l'utilisation de longueurs importantes de fibres dopées Yb^{3+} pour l'amplification parabolique, il a été montré que la diffusion Raman pouvait être une limitation [34]. Soh et al. [35] ont établi l'expression analytique d'une longueur critique au-delà de laquelle l'impulsion parabolique est significativement déformée par effet Raman. La même équipe a également étudié l'impact de la bande spectrale finie du gain sur la propagation d'impulsions auto-similaires [36]. Comme nous l'avons évoqué précédemment, la bande finie du gain peut impliquer une asymétrisation du spectre et des impulsions préjudiciable, car susceptible d'engendrer par la suite un apport de phase non

linéaire asymétrique difficilement compensable avec les moyens de compression usuels. Ces deux phénomènes, l'effet Raman et la bande finie du gain, peuvent constituer une limitation à l'amplification parabolique d'impulsions.

Nous venons de décrire le régime de propagation auto-similaire en présence de gain dans des fibres optiques, nous allons à présent nous intéresser à un autre régime de propagation permettant de contrôler l'apport de phase non linéaire.

3.2.2.2 Propagation en présence de dispersion positive et de non-linéarités

Précédent la découverte du régime de propagation auto-similaire, la propagation d'impulsions dans les fibres optiques dans la fenêtre spectrale de dispersion positive a été étudiée. Dans cette fenêtre, l'action simultanée de la dispersion et des non-linéarités provoque l'évolution d'une forme temporelle initialement sécante hyperbolique vers une forme quasi-rectangulaire. La dérive de fréquence qui accompagne cette mise en forme est quasi linéaire. La première démonstration expérimentale de ce phénomène a été réalisée en 1981 par l'équipe de Nakatsuka [37], un an après celle du régime solitonique dans la fenêtre de dispersion négative. Après 70m de propagation dans de la fibre optique passive, des impulsions de durée initiale 5.5ps sont étirées et mises en forme jusqu'à 20ps. Nakatsuka et al. les ont ensuite comprimées à 1.5ps, attestant de la linéarité de la dérive de fréquence.

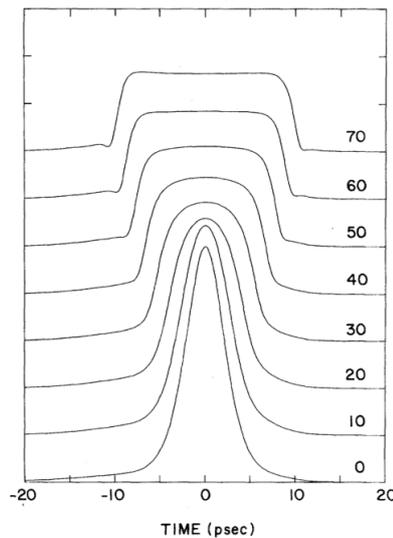


FIGURE 3.13 – Mise en forme temporelle d'impulsions de durée initialement 5.5ps dans 70m de fibre optique à dispersion positive. D'après [37].

Tomlinson et al. [38] proposent en 1984 une analyse théorique du phénomène observé, et dimensionnent les longueurs de fibre à utiliser par rapport à la durée et l'énergie des impulsions initiales permettant d'obtenir la meilleure qualité de compression possible.

Un phénomène de fission de l'impulsion (en anglais "wave breaking") se produisant après une certaine longueur de propagation est rapidement mis en évidence [39]. La dérive de fréquence engendrée par auto-modulation de phase est nulle pour le centre de l'impulsion et pour les ailes de faible intensité. Ainsi lorsque les fréquences qui subissent la dérive de fréquence se superposent à celles qui ne la subissent pas dans les ailes, un phénomène d'interférences se produit qui crée des modulations au niveau des ailes de l'impulsion [40]. Ci-dessous on donne les profils temporel et spectral, issus d'une simulation conduite dans [40], d'une impulsion initialement sécante hyperbolique ayant subi la fission.

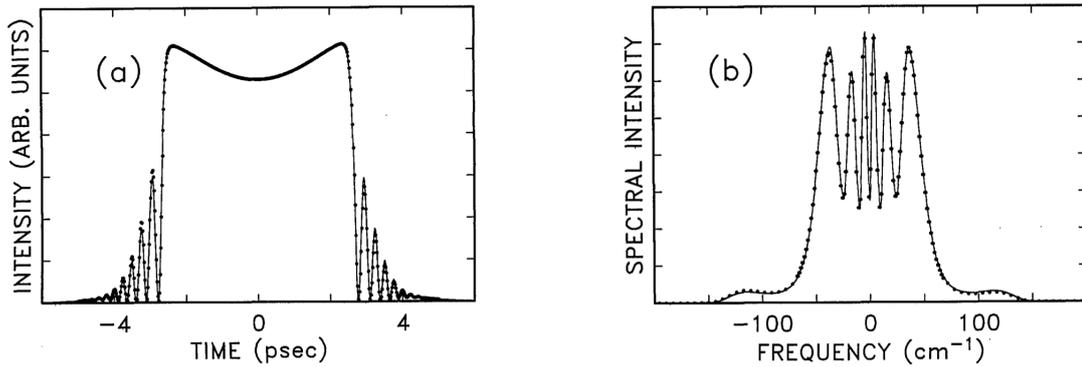


FIGURE 3.14 – Fission d’une impulsion de puissance moyenne 500W après 2.5m de propagation dans de la fibre optique à dispersion positive. A gauche le profil temporel de l’impulsion, à droite le spectre correspondant. D’après [40].

Les lobes qui apparaissent au niveau des pieds du spectre sont la signature de la fission de l’impulsion dans le domaine temporel.

En 1993 il est montré que l’on peut s’affranchir de ce phénomène de fission à condition de propager des impulsions de profil temporel parabolique, dont la dérive de fréquence induite lors de la propagation serait alors linéaire [41].

Ce régime de propagation particulier peut être décrit au moyen du nombre soliton N introduit dans le chapitre 1. On rappelle qu’il est donné par $N = \sqrt{L_D / L_{NL}}$ où L_D est la distance caractéristique de dispersion et L_{NL} la distance caractéristique des non linéarités. Ce paramètre permet d’estimer l’importance relative de la dispersion par rapport aux non linéarités. Dans la fenêtre de dispersion négative, le régime solitonique survient lorsque $N=1$: la dispersion compense les non linéarités, ce qui entraîne la propagation sans déformation de l’impulsion.

Dans le présent régime il n’existe pas de solution solitonique à l’équation de Schrödinger non linéaire, ce facteur permet néanmoins d’évaluer si le régime de propagation est dominé par la dispersion ou par les non linéarités [42]. Considérons une fibre de longueur L :

- pour $L \ll L_{NL}$ et $L \ll L_D$ ni la dispersion ni les effets non linéaires n’ont d’impact notable.
- pour $L \ll L_{NL}$ et $L \sim L_D$ l’évolution de l’impulsion est gouvernée par la dispersion.
- pour $L \ll L_D$ et $L \sim L_{NL}$ l’évolution de l’impulsion est gouvernée par l’auto-modulation de phase.

Finot et al. montrent en 2007 qu’il est possible de stabiliser un profil parabolique d’impulsion dans deux segments de fibre passive [43]. L’étude porte sur la propagation de différents profils temporels d’impulsion dans une fibre à dispersion positive, et le nombre soliton initial permettant d’atteindre la forme temporelle la plus proche d’une parabole est calculé. Ainsi pour une impulsion initialement gaussienne il est montré qu’un nombre soliton de 2.6 permet d’obtenir une dérive de fréquence linéaire optimale au bout d’une distance de propagation dans la fibre égale à $0.42L_D$. A ce stade la propagation dans la première fibre est interrompue, et le profil temporel parabolique obtenu est stabilisé dans une seconde parcelle de fibre en augmentant brutalement le nombre soliton. De cette façon, les non-linéarités prédominent lors de la propagation par rapport à la dispersion, et la forme temporelle de l’impulsion est maintenue. Deux méthodes sont proposées pour augmenter le nombre N : soit le signal est amplifié avant la propagation dans la seconde fibre, soit la seconde fibre est choisie de

manière à présenter un rapport γ/β_2 plus élevé que la première. Il est alors montré que l'impulsion se propage sans déformation sur une distance supérieure à $3L_D$.

La génération d'impulsions paraboliques peut ici être effectuée via l'utilisation de fibres passives uniquement, ce qui constitue un avantage majeur par rapport à la méthode précédente d'amplification parabolique qui impose le recours à un milieu amplificateur.

Boscolo et al. reprennent cette étude en 2008 [44] et la généralisent à la génération de divers profils d'impulsion, en proposant notamment de moduler la dérive de fréquence des impulsions avant la propagation dans la fibre passive.

Ces études montrent que l'utilisation de fibre passive à dispersion positive offre des possibilités de modulation de l'intensité temporelle et de la dérive de fréquence des impulsions très intéressantes, d'autant plus que d'un point de vue purement matériel cela est relativement simple à mettre en oeuvre.

3.3 Application à notre étude

Nous venons de réaliser un état de l'art de la plupart des méthodes utilisées pour contrôler l'apport de phase non linéaire au cours de l'amplification d'impulsions dans des fibres dopées. Nous allons à présent confronter ces méthodes à notre problème afin de déterminer si l'une d'entre elles pourrait nous permettre d'utiliser la phase non linéaire pour améliorer les performances de nos lasers.

Les techniques présentées dans la partie 3.2.1 ne s'appliquent pour la plupart qu'à des oscillateurs femtosecondes car nécessitent de larges bandes spectrales. Nos oscillateurs possèdent une largeur de raie inférieure à 0.1nm. Dans ces conditions, moduler la phase ou l'intensité spectrale avant amplification n'est pas envisageable, de même la dispersion du troisième ordre est en général trop faible pour avoir un impact notable.

Il nous faut alors envisager une méthode exploitable dans une architecture d'amplificateur différente du CPA classique, où les largeurs spectrales en jeu sont inférieures à 5nm en dépit de forts niveaux d'auto-modulation de phase.

3.3.1 Mise en forme temporelle d'impulsions

Puisque travailler sur le spectre étroit de nos impulsions s'avère compromis, nous avons considéré que l'on pourrait exploiter leur profil temporel.

La dérive de fréquence engendrée par auto-modulation de phase est proportionnelle à la dérivée de l'intensité temporelle de l'impulsion. Ainsi une impulsion à profil parabolique induit une dérive de fréquence linéaire. De même une impulsion à profil rectangulaire induit une dérive de fréquence nulle pour les fréquences correspondant au "plat" de l'impulsion. Ci-dessous nous représentons les dérives de fréquence engendrées sur trois profils temporels d'impulsions différents :

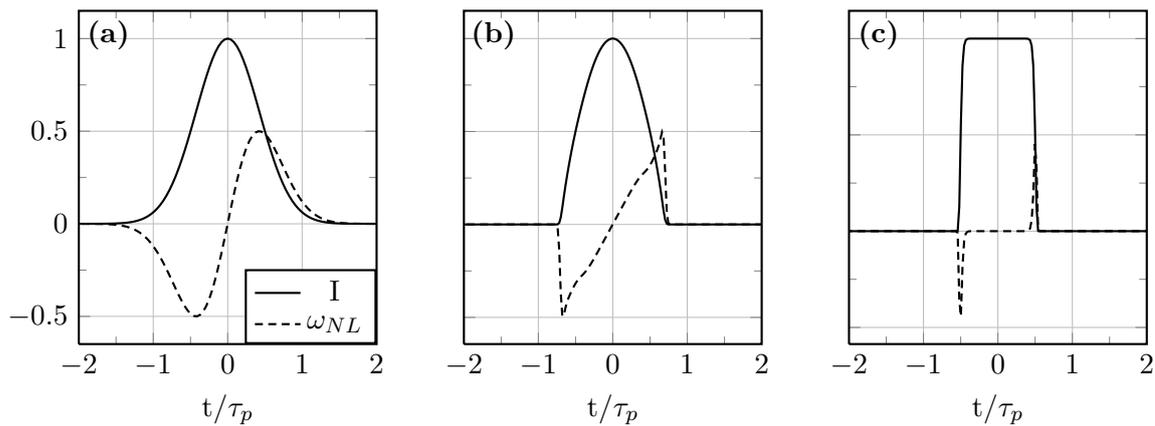


FIGURE 3.15 – Profils temporels et dérive de fréquence résultant de l’auto-modulation de phase pour des impulsions (a) gaussienne (b) parabolique (c) supergaussienne d’ordre 15.

où I et ω_{NL} désignent respectivement l’intensité temporelle et la dérive de fréquence résultant de l’auto-modulation de phase.

Comme nous l’avons vu dans le chapitre 1, la dérive de fréquence ω_{NL} lorsqu’elle s’applique à une impulsion gaussienne n’est linéaire et donc compressible que pour les fréquences correspondant au centre de l’impulsion.

Pour une impulsion parabolique en revanche la dérive de fréquence est linéaire sur quasiment toute la durée de l’impulsion.

Pour une impulsion supergaussienne d’ordre élevé, ici d’ordre 15, le profil temporel de l’impulsion est plat sur la majeure partie de ce profil, ce qui engendre une dérive de fréquence nulle. Ce dernier type d’impulsion pourrait être intéressant dans notre cas, dans la mesure où une dérive de fréquence nulle n’induit pas d’élargissement spectral, ce qui est favorable si l’on souhaite doubler ou tripler la fréquence laser.

L’amplification d’impulsions à profil temporel rectangulaire [45] a déjà été faite pour des durées d’impulsions nanosecondes, dans ce cas il est possible de travailler en régime d’extraction et les impulsions sont déformées par le gain [46, 47]. Si nous savions générer des impulsions à profil temporel rectangulaire de durée picoseconde, nous serions limités par l’endommagement dans l’amplificateur et travaillerions donc sous les seuils d’extraction. Des impulsions de 20ps à profil temporel rectangulaire ont pu être générées au moyen de filtres spectraux à base de réseaux de Bragg [48]. Cependant un profil temporel parfaitement plat semble difficile à obtenir, des modulations résiduelles dues à la fonction de transfert du filtre spectral peuvent apparaître. Or l’auto-modulation de phase devient rapidement non nulle dans le cas où de petites imperfections de la forme temporelle existent, ce qui compromet l’efficacité théorique de cette méthode. Par ailleurs avec les moyens dont nous disposons, nous ne sommes nous-mêmes pas en mesure de générer simplement des impulsions à profil plat à partir de nos impulsions picosecondes.

Nous avons alors choisi de nous orienter plutôt vers la génération d’impulsions à profil temporel parabolique, cette question est abordée dans la suite.

3.3.2 Obtention d’un profil temporel parabolique

Obtenir un profil temporel parabolique à partir de nos impulsions de 15ps serait intéressant dans le cadre de notre étude.

Dans la section 3.2.2 nous avons évoqué deux méthodes principales permettant de produire ce type d'impulsions :

- L'amplification parabolique par propagation d'impulsions à profil temporel initialement gaussien en présence de dispersion normale, de non linéarités et de gain dans une fibre.
- La propagation d'impulsions à profil temporel initialement gaussien en présence de non linéarités dans une fibre passive à dispersion normale.

Le premier cas d'amplification parabolique dans des fibres dopées impose le recours à un milieu à gain supplémentaire par rapport à nos amplificateurs.

En revanche, l'obtention d'impulsions paraboliques dans les fibres passives, telle que proposée par Finot et al. [43], ne nécessite l'emploi que de fibres passives, ce qui constitue une solution plus simple qu'un amplificateur supplémentaire. Cette méthode semble attractive dans le contexte de notre étude.

Il a été montré que partant d'impulsions gaussiennes, les paramètres optimaux permettant de générer une impulsion à profil temporel parabolique sont :

$$\begin{cases} N_{opt} = 2.6 \\ L_{opt} = 0.42L_D \end{cases}$$

Compte tenu de la dispersion de la silice à 1030nm et de la durée initiale de nos impulsions au minimum de 15ps, un nombre soliton de 2.6 suppose une énergie de 4.8pJ soit 145μW de puissance moyenne à 30MHz, et la distance de 0.42L_D correspond à 1.4km de fibre. Nous travaillons usuellement à des cadences inférieures à 30MHz, et nous avons vu dans le chapitre 1 que les pertes induites dans le sélectionneur d'impulsions suivi d'un isolateur optique étaient supérieures à 50%. Dans ces conditions, même si l'on suppose que la propagation dans la fibre passive s'effectue sans perte et que nous disposions de 4.8pJ avant le sélectionneur d'impulsions, pour travailler à la cadence de 1MHz nous obtiendrions moins de 0.08pJ en entrée d'amplificateur. Sachant que les énergies que l'on souhaite atteindre en sortie d'amplificateur sont de l'ordre de 40μJ, il nous faudrait alors réaliser un gain très important de 87dB.

Il faudrait pour cela multiplier les étages d'amplification, et gérer l'émission spontanée amplifiée qui pourrait devenir une limitation. En pratique les énergies dont nous disposons habituellement en entrée d'amplificateur sont plus élevées d'un facteur compris entre 10³ et 10⁴.

De plus, si 1.4km de fibre est utilisable pour une expérience ponctuelle, cela l'est moins dans le cadre de la réalisation d'un laser industriel.

Devant ces contraintes, nous avons choisi dans un premier temps de ne pas nous orienter vers une forme parabolique exacte. Nous avons préféré utiliser la puissance crête disponible délivrée par nos oscillateurs, et travailler avec des nombres solitons élevés. Même si l'on propage une impulsion de nombre soliton élevé, une linéarisation de la dérive de fréquence s'opère dans une fibre passive à dispersion normale, accompagnée d'une mise en forme temporelle des impulsions. Avec cette méthode les longueurs de fibres passives nécessaires sont réduites, et la puissance en sortie de fibre passive est suffisamment élevée pour ne pas avoir à multiplier les étages d'amplification.

Ce régime de propagation est susceptible d'entraîner la fission des impulsions si elles sont propagées dans des distances de fibre passive trop importantes. Il nous faudra donc interrompre la propagation avant que la fission ait eu lieu, puis amplifier le signal.

L'amplification dans les fibres microstructurées est caractérisée par une accumulation importante de non linéarités, et par une dispersion négligeable étant donné les largeurs spectrales

en jeu et les courtes longueurs de fibre utilisées : la longueur du milieu amplificateur est inférieure à 3m même dans le cas où l'on a recours à deux étages d'amplification.

En l'absence de dispersion notable, toute forme d'impulsions sera conservée lors de l'amplification : le phénomène de fission ne se poursuivra pas dans l'amplificateur. Il ne s'agit pas du même régime de propagation que celui proposé par Finot et al. [43] pour stabiliser une forme temporelle dans un second tronçon de fibre dans la mesure où la longueur de 3m du milieu amplificateur est dans notre cas beaucoup plus courte que L_D , la longueur de dispersion de la silice qui s'élève à plusieurs km pour des impulsions de durées supérieures à 15ps à 1030nm. Cependant l'objectif de figer la forme temporelle des impulsions dans l'amplificateur s'inspire de cette précédente étude, cela se faisant ici en rendant négligeable la dispersion.

Le profil temporel obtenu devrait permettre d'accumuler une phase non linéaire plus favorable qu'un profil temporel gaussien. Cela sera approfondi dans le chapitre suivant.

3.4 Conclusion

Nous avons étudié différentes méthodes de gestion de l'apport de phase non linéaire dans les amplificateurs fibrés, et retenu pour notre application la mise en forme temporelle des impulsions dans des fibres passives.

La maîtrise du profil temporel initial des impulsions permet de contrôler la dérive de fréquence apportée dans l'amplificateur. Partir d'impulsions "longues", i.e. de durée supérieure à 15ps, permet d'éviter le recours au schéma d'amplificateur CPA où les rapports d'étirement sont supérieurs à 100 et dont un des objectifs est de réduire ou supprimer les effets non linéaires.

Notre démarche se distingue de l'état de l'art grâce à la durée des impulsions initiales, et à l'utilisation de fibre passive pour moduler le profil temporel des impulsions.

La dérive de fréquence quasi linéaire apportée dans la fibre passive est un avantage supplémentaire car peut permettre de comprimer les impulsions avec un bon contraste. Cependant la motivation principale de ce travail a été le contrôle des effets non linéaires et non pas l'obtention d'impulsions sub-picosecondes. Cela est une conséquence de l'étude intéressante qui pourra être exploitée dans le cadre de la réalisation de lasers industriels, nous analyserons donc les résultats obtenus en ce sens dans la suite.

La caractérisation de la dérive de fréquence présente un intérêt dans le cadre de la génération d'impulsions à profil temporel parabolique dans de la fibre passive, nous l'étudierons dans le chapitre suivant, notamment via la mesure du contraste des impulsions comprimées obtenues en régime de propagation passive. Ce régime de propagation sera décrit théoriquement et expérimentalement, afin de dimensionner les longueurs de fibre et puissance d'entrée à utiliser pour se placer dans les meilleures conditions selon la durée des impulsions délivrées par l'oscillateur, 15, 27 ou 50ps. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus lors de l'amplification des impulsions mises en forme temporellement.

Bibliographie

- [1] K. Tamura and M. Nakazawa. Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 21(1), 1996.
- [2] Rick Trebino. <http://frog.gatech.edu>.
- [3] F. Gires and P. Tournois. Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 128(6112), 1964.
- [4] R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon. Negative dispersion using pairs of prisms. *Opt. Lett.*, 9(5), 1984.
- [5] E. Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE J. Quantum Electron.*, 5(9), 1969.
- [6] J.-C. Diels and W. Rudolph. *Ultrashort laser pulse phenomena*. Academic Press, 2006.
- [7] M. D. Perry, T. Ditmire, and B. C. Stuart. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification. *Opt. Lett.*, 19(24), 1994.
- [8] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann. Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 32(24), 2007.
- [9] F. Röser, D. Schimpf, O. Schmidt, B. Ortaç, K. Rademaker, J. Limpert, and A. Tünnermann. 90W average power 100 μ J energy femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 32(15), 2007.
- [10] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann. Femtosecond fiber CPA system emitting 830W average output power. *Opt. Lett.*, 35(2), 2010.
- [11] A. M. Weiner, J. P. Heritage, and E. M. Kirschner. High-resolution femtosecond pulse shaping. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(8), 1988.
- [12] F. He, H. S. S. Hung, J. H. V. Price, N. K. Daga, N. Naz, J. Prawiharjo, D. C. Hanna, D. P. Shepherd, D. J. Richardson, J. W. Dawson, C. W. Siders, and C. P. J. Barty. High energy femtosecond fiber chirped pulse amplification system with adaptive phase control. *Opt. Express*, 16(8), 2008.
- [13] D. N. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, J. Limpert, and A. Tünnermann. Control of the optical kerr effect in chirped-pulse-amplification systems using model-based phase shaping. *Opt. Lett.*, 34(24), 2009.
- [14] D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann. Controlling the influence of spm in fiber-based chirped-pulse amplification systems by using an actively shaped parabolic spectrum. *Opt. Express*, 15(25), 2007.
- [15] T. Schreiber, D. Schimpf, D. Müller, F. Röser, J. Limpert, and A. Tünnermann. Influence of pulse shape in self-phase-modulation-limited chirped pulse fiber amplifier systems. *J. Opt. Soc. Am. B*, 24(8), 2007.

- [16] T. Schreiber, C. K. Nielsen, B. Ortaç, J. Limpert, and A. Tünnermann. Microjoule-level all-polarization-maintaining femtosecond fiber source. *Opt. Lett.*, 31(5), 2006.
- [17] S. Zhou, L. Kuznetsova, A. Chong, and F. W. Wise. Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber amplifiers. *Opt. Express*, 13(13), 2005.
- [18] L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, G. C. Cho, and M. E. Fermann. High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier. *Opt. Express*, 13(12), 2005.
- [19] L. Kuznetsova and F. W. Wise. Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification. *Opt. Lett.*, 32(18), 2007.
- [20] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Agueraray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, and E. Cormier. Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers. *Opt. Lett.*, 33(2), 2008.
- [21] Y. Zaouter, J. Boulet, E. Mottay, and E. Cormier. Transform-limited 100 μJ , 340MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher-compressor. *Opt. Lett.*, 33(13), 2008.
- [22] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 45(13), 1980.
- [23] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 84(26), 2000.
- [24] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey, and J. M. Dudley. Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(3), 2002.
- [25] S. Boscolo, S. K. Turitsyn, V. Yu. Novokshenov, and J. H. B. Nijhof. Self-similar parabolic optical solitary waves. *Theoretical and Mathematical Physics*, 133(2), 2002.
- [26] V. I. Kruglov and J. D. Harvey. Asymptotically exact parabolic solutions of the generalized nonlinear schrödinger equation with varying parameters. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(12), 2006.
- [27] C. Finot, G. Millot, and J. M. Dudley. Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 29(21), 2004.
- [28] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. M. Dudley, and J. D. Harvey. Self-similar propagation of high-power parabolic pulses in optical fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 25(24), 2000.
- [29] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, H. Zellmer, and A. Tünnermann. High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier. *Opt. Express*, 10(14), 2002.
- [30] A. Malinowski, A. Piper, J. H. V. Price, K. Furusawa, Y. Jeong, J. Nilsson, and D. J. Richardson. Ultrashort-pulse Yb³⁺ fiber-based laser and amplifier system producing >25W average power. *Opt. Lett.*, 29(17), 2004.

- [31] D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, E. Cormier, and P. Georges. Generation of 63fs 4.1MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit. *Opt. Lett.*, 32(17), 2007.
- [32] C. Finot, J. M. Dudley, B. Kibler, D. J. Richardson, and G. Millot. Optical parabolic pulse generation and applications. *IEEE J. Quantum Electron.*, 45(11), 2009.
- [33] C. Finot, G. Millot, C. Billet, and J. M. Dudley. Experimental generation of parabolic pulses via Raman amplification in optical fiber. *Opt. Express*, 11(13), 2003.
- [34] G. Chang, A. Galvanauskas, H. G. Winful, and T. B. Norris. Dependence of parabolic pulse amplification on stimulated Raman scattering and gain bandwidth. *Opt. Lett.*, 29(22), 2004.
- [35] D. B. S. Soh, J. Nilsson, and A. B. Grudinin. Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. I. Stimulated Raman-scattering effects. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(1), 2006.
- [36] D. B. S. Soh, J. Nilsson, and A. B. Grudinin. Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. II. Finite gain-bandwidth effect. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(1), 2006.
- [37] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, and A. C. Balant. Nonlinear picosecond-pulse propagation through optical fibers with positive group velocity dispersion. *Phys. Rev. Lett.*, 47(13), 1981.
- [38] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank. Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1(2), 1984.
- [39] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and A. M. Johnson. Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers. *Opt. Lett.*, 10(9), 1985.
- [40] J. E. Rothenberg. Femtosecond optical shocks and wave breaking in fiber propagation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(12), 1989.
- [41] D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, and M. L. Quiroga-Teixeiro. Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10(7), 1993.
- [42] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, fourth edition, 2007.
- [43] C. Finot, L. Provost, P. Petropoulos, and D. J. Richardson. Parabolic pulse generation through passive nonlinear pulse reshaping in a normally dispersive two segment fiber device. *Opt. Express*, 15(3), 2007.
- [44] S. Boscolo, A. I. Latkin, and S. K. Turitsyn. Passive nonlinear pulse shaping in normally dispersive fiber systems. *IEEE J. Quantum Electron.*, 44(12), 2008.
- [45] K. T. Vu, A. Malinowski, D. J. Richardson, F. Ghiringhelli, L. M. B. Hickey, and M. N. Zervas. Adaptive pulse shape control in a diode-seeded nanosecond fiber MOPA system. *Opt. Express*, 14(23), 2006.
- [46] D. N. Schimpf, C. Ruchert, D. Nodop, J. Limpert, A. Tünnermann, and F. Salin. Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers. *Opt. Express*, 16(22), 2008.

- [47] A. Malinowski, K. T. Vu, K. K. Chen, J. Nilsson, Y. Jeong, S. Alam, D. Lin, and D. J. Richardson. High power pulsed fiber MOPA system incorporating electro-optic modulator based adaptive pulse shaping. *Opt. Express*, 17(23), 2009.
- [48] P. Petropoulos, M. Ibsen, A. D. Ellis, and D. J. Richardson. Rectangular pulse generation based on pulse reshaping using a Superstructured Fiber Bragg Grating. *J. Lightw. Technol.*, 19(5), 2001.

Chapitre 4

Amplification et compression d'impulsions mises en forme temporellement à partir d'oscillateurs à spectre fin

Le contrôle des effets non linéaires dans les amplificateurs à fibre ouvre la voie à la génération d'impulsions brèves de haute puissance crête. Les architectures d'amplificateur à dérive de fréquence sont les plus utilisées pour la production de ce type d'impulsions. Nous avons vu que dans le cas où le milieu amplificateur est une fibre dopée, l'auto-modulation de phase peut induire une baisse de la puissance crête relative des impulsions après amplification puis compression et devenir une limitation récurrente. De nombreuses méthodes ont été mises au point pour compenser et même exploiter le déphasage non linéaire afin d'améliorer le contraste des impulsions dans les amplificateurs à fibre. Ainsi il a été montré que même en présence de 17π d'intégrale B [1], des impulsions de bon contraste peuvent être obtenues après compression.

Ce type de performances suggère que le schéma classique d'étirement-compression n'est plus indispensable : il est usuellement utilisé à la fois pour éviter l'endommagement du milieu amplificateur, et pour s'affranchir de tous effets non linéaires. Si certaines méthodes permettent de gérer l'apport de phase non linéaire, ne subsiste que la question d'une limitation par le seuil d'endommagement du milieu amplificateur. Or celle-ci pourrait être contournée à condition d'utiliser des impulsions initiales suffisamment longues, typiquement de durées supérieures à 50ps.

Nous proposons dans ce chapitre une méthode de contrôle des effets non linéaires apportés dans un amplificateur à fibres, basée sur la mise en forme temporelle d'impulsions de durée supérieure à 15ps préalable à l'amplification dans des fibres microstructurées.

Il a été montré que les régimes de propagation auto-similaire, ainsi que de génération d'impulsions paraboliques dans des fibres passives, peuvent être obtenus même en utilisant des impulsions initiales relativement longues, de durées supérieures à 100ps. Or ces régimes permettent de produire des impulsions à profil temporel parabolique, favorables pour contrôler la phase non linéaire apportée lors de leur amplification. Ces impulsions présentent de plus une dérive de fréquence linéaire ou quasi-linéaire. Cette dernière particularité, couplée au contrôle de la phase spectrale que notre méthode de mise en forme temporelle d'impulsion préconise, semble alors propice à l'obtention d'impulsions brèves de bon contraste.

Notre démarche présentera ici deux aspects : d'une part nous étudierons la question de la

mise en forme temporelle des impulsions, permettant de contrôler l'évolution de la phase spectrale d'impulsions se propageant dans un amplificateur fibré, et d'autre part nous examinerons la conséquence directe de cela, à savoir la possibilité de comprimer les impulsions avec un bon contraste, grâce à la préservation de la linéarité de la dérive de fréquence dans l'amplificateur.

Dans un premier temps, nous proposerons une étude théorique et expérimentale du régime de propagation d'impulsions de 15, 27 et 50ps dans des fibres optiques passives, qui est la méthode que nous avons retenue afin de modeler leur profil temporel.

Nous présenterons dans un second temps les résultats obtenus lors de l'amplification de ces impulsions mises en forme temporellement, puis nous les analyserons théoriquement afin de peser le potentiel éventuel de cette technique d'amplification.

Enfin nous évoquerons des pistes d'amélioration de la technique proposée.

4.1 Etude du régime de propagation passive

Lorsqu'une impulsion, dont la durée est comprise entre quelques picosecondes et quelques dizaines de picosecondes, se propage dans une fibre passive à dispersion normale, une mise en forme temporelle s'opère qui peut permettre d'obtenir un profil temporel parabolique à l'issue de la propagation. Les principaux paramètres en jeu dans ce phénomène sont : la dispersion β_2 , le coefficient de non linéarité γ , et la longueur de la fibre passive ; l'énergie initiale des impulsions et leur durée initiale. En partant d'impulsions dont la largeur à mi-hauteur est de 15ps, nous avons vu dans la section 3.3 du chapitre 3 qu'il nous faudrait atténuer leur énergie initiale jusqu'à 4.8pJ, puis faire propager les impulsions sur 1.4km de fibre passive pour obtenir un profil temporel parabolique. Or nous ne souhaitons pas atténuer fortement l'énergie des impulsions délivrées par nos oscillateurs afin de conserver des niveaux d'énergie raisonnables en entrée des amplificateurs à base de fibres microstructurées, du même ordre de grandeur que ceux utilisés en amplification directe.

Ainsi notre étude porte dans un premier temps sur la mise en forme temporelle d'impulsions à nombre soliton élevé dans des fibres optiques passives. Dans cette section nous allons déterminer quel jeu de paramètres nous semble le plus adapté à réaliser cette mise en forme temporelle partant d'impulsions de 15, 27 et 50ps.

Si l'on fixe l'énergie initiale des impulsions aux alentours de 1nJ, le choix des autres paramètres qui régissent la propagation dans les fibres passives sera déterminé par le phénomène de fission des impulsions que nous souhaitons éviter. Il s'agit ici principalement de choisir la longueur de fibre passive permettant de propager les impulsions sans fission compte tenu de leur énergie et de leur durée initiales.

Nous présenterons dans cette section les résultats expérimentaux de caractérisation des impulsions obtenues après propagation dans une certaine longueur de fibre passive : ces impulsions seront caractérisées temporellement et spectralement, puis comprimées à l'aide d'un compresseur à réseaux de 1800 tr.mm^{-1} identique à celui présenté dans le paragraphe 3.1 du chapitre 3.

La caractérisation temporelle des impulsions mises en forme en sortie de fibre passive sera effectuée au moyen d'une mesure de cross-corrélation entre ces impulsions et les impulsions comprimées. Un cross-corrélateur et un autocorrélateur ont été montés en parallèle pour les besoins de nos expériences. En annexe A sont fournis le schéma, le principe et l'étalonnage de ces outils de caractérisation.

Notons que, dans le cas où l'impulsion comprimée est suffisamment courte devant l'impulsion à caractériser, la mesure de la cross-corrélation renseigne directement sur le profil temporel de cette dernière. Par ailleurs, la compression des impulsions nous permettra d'étudier la nature linéaire ou non-linéaire de la dérive de fréquence, notamment via la mesure du facteur de qualité des impulsions obtenues.

4.1.1 Facteur de qualité selon l'énergie initiale d'impulsions de 15ps

Les fibres optiques passives que nous avons choisies sont des fibres utilisées classiquement dans le domaine des télécommunications optiques. Nous avons opté pour des fibres de deux sortes : des fibres de type SMF28 de diamètre de mode $6\mu\text{m}$ à 1030nm , et des fibres à maintien de polarisation de diamètre de mode $5.4\mu\text{m}$ à 1030nm . Ces diamètres de mode conduisent à des coefficients non linéaire γ respectivement de $6.5 \cdot 10^{-3}$ et de $8 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, la valeur de l'indice non linéaire n_2 ayant été supposée égale à $3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. Les pertes linéiques dans la silice à la longueur d'onde $1\mu\text{m}$ s'élèvent à environ $2 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$, et la dispersion d'ordre deux à environ $\beta_2 = 25 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$. Nous utiliserons ces valeurs dans le cadre des calculs littéraux et des simulations.

Nous utilisons ici un oscillateur délivrant des impulsions de 15ps et d'énergie 2nJ, soit 60mW à 30MHz, ainsi que de la fibre passive SMF28 de diamètre de mode $6\mu\text{m}$ à 1030nm . L'énergie des impulsions peut être ajustée au moyen d'un atténuateur avant le couplage du signal dans la fibre optique passive. Afin de déterminer la longueur de fibre passive à utiliser, nous calculons la longueur caractéristique au bout de laquelle les impulsions subissent la fission selon leur nombre soliton. L'expression analytique de cette longueur caractéristique a été établie par Anderson et al. [2] et réécrite sous la forme [3] :

$$L_{wb} = \frac{L_D}{\sqrt{4 \cdot N^2 \cdot e^{-\frac{3}{2}} - 1}} \quad (4.1)$$

Pour différentes puissances d'entrée, le nombre soliton ainsi que cette longueur caractéristique sont indiqués dans le tableau 4.1.

| $\langle P_{in} \rangle$ (mW) | E_{in} (nJ) | N | L_{wb} (m) |
|-------------------------------|---------------|----|--------------|
| 7 | 0.23 | 18 | 190 |
| 17 | 0.57 | 28 | 122 |
| 31 | 1.03 | 38 | 90 |
| 50 | 1.67 | 48 | 71 |

TABLE 4.1 – Puissances initiales, énergies initiales, nombres soliton et longueurs caractéristiques de fission pour des impulsions de 15ps à 1030nm traversant une fibre optique à dispersion normale.

où $\langle P_{in} \rangle$, E_{in} , N et L_{wb} représentent respectivement la puissance moyenne avant propagation dans la fibre passive, l'énergie correspondante, le nombre soliton et la longueur caractéristique de fission.

Considérant ces valeurs nous avons choisi de faire propager nos impulsions de 15ps dans 150m de fibre passive, afin d'observer la transition vers la fission de l'impulsion en augmentant progressivement l'énergie d'entrée.

Chacun des quatre cas présenté dans le tableau est réalisé expérimentalement. La compression des impulsions est effectuée en sortie de fibre passive, d'une part pour calculer le facteur

de qualité des impulsions comprimées et étudier la dépendance de ce dernier au nombre soliton des impulsions initiales, et d'autre part pour fournir une référence dans la mesure de cross-corrélation des impulsions de sortie.

Nous présentons ci-dessous le résultat de ces mesures, les mesures de spectres et également les ajustements numériques effectués à l'aide de la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire par la méthode de Split-Step Fourier.

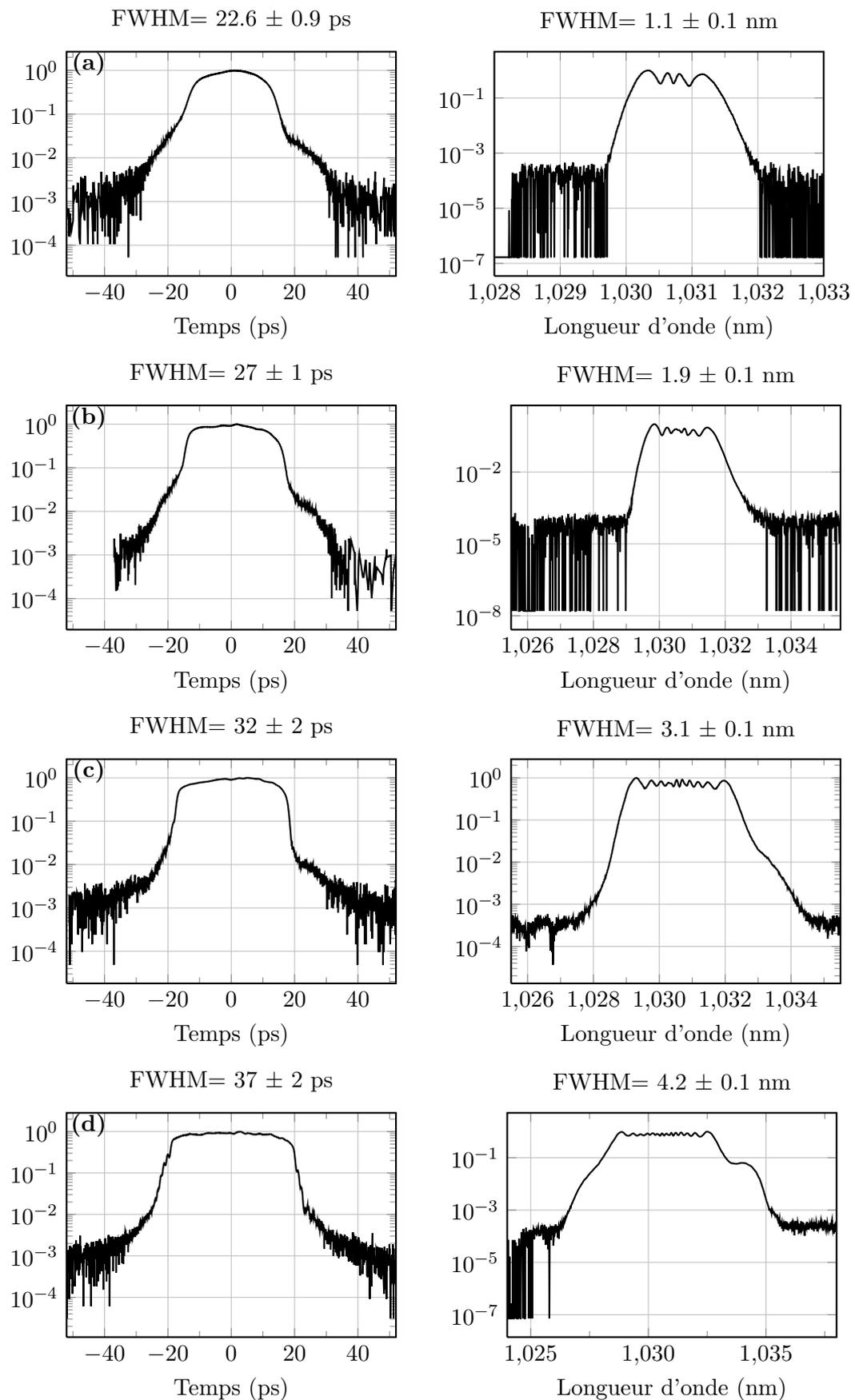


FIGURE 4.1 – Cross corrélations et spectres expérimentaux en échelle logarithmique correspondant aux impulsions de durée initiale 15ps après propagation dans 150m de fibre passive à dispersion normale selon le nombre soliton (a) $N=18$ (b) $N=28$ (c) $N=38$ (d) $N=48$.

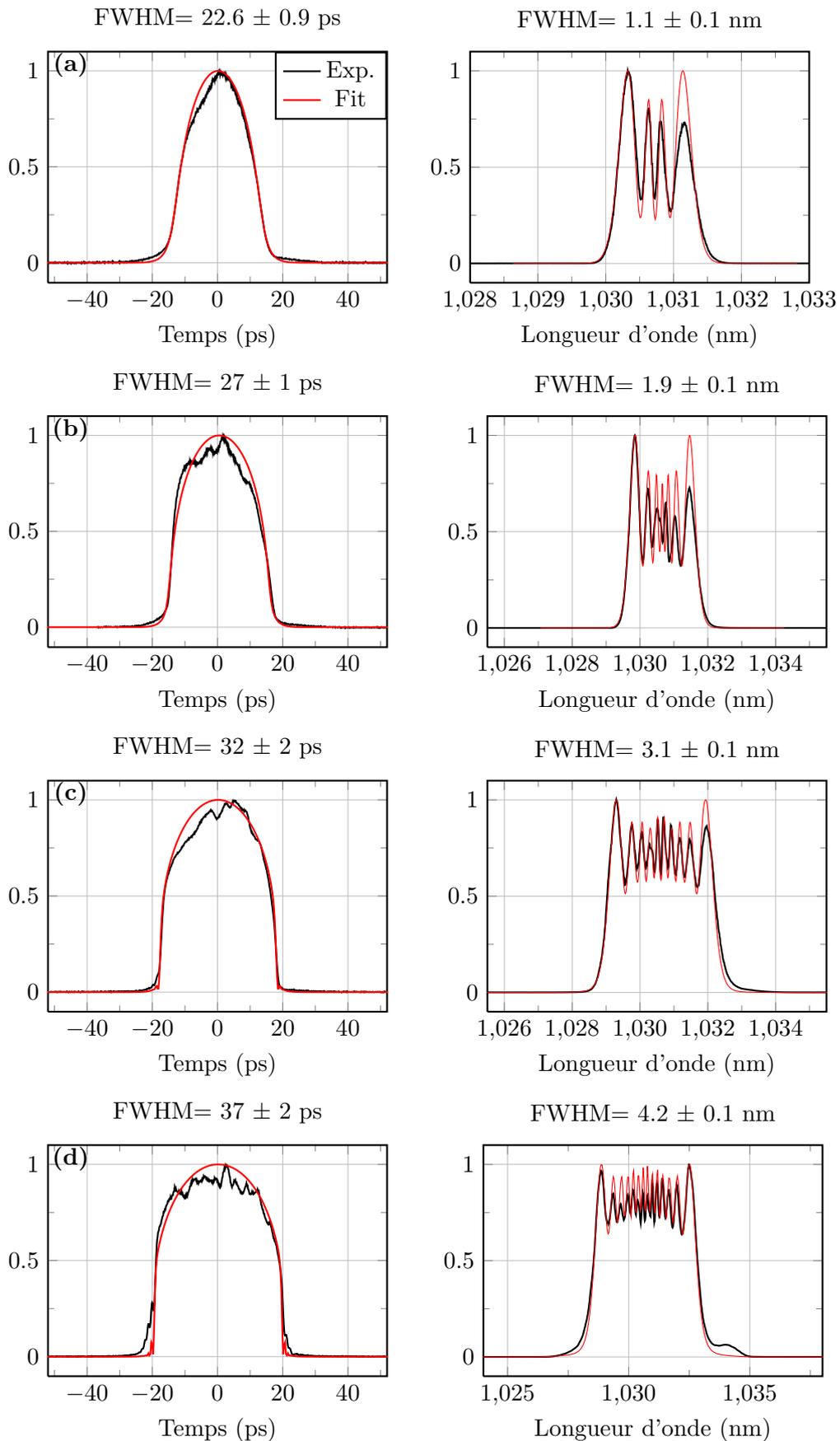


FIGURE 4.2 – Ajustements des cross corrélations et spectre expérimentaux représentés en échelle linéaire, pour des impulsions de durée initiale 15ps après 150m de propagation dans de la fibre passive selon le nombre soliton (a) $N=18$ (b) $N=28$ (c) $N=38$ (d) $N=48$.

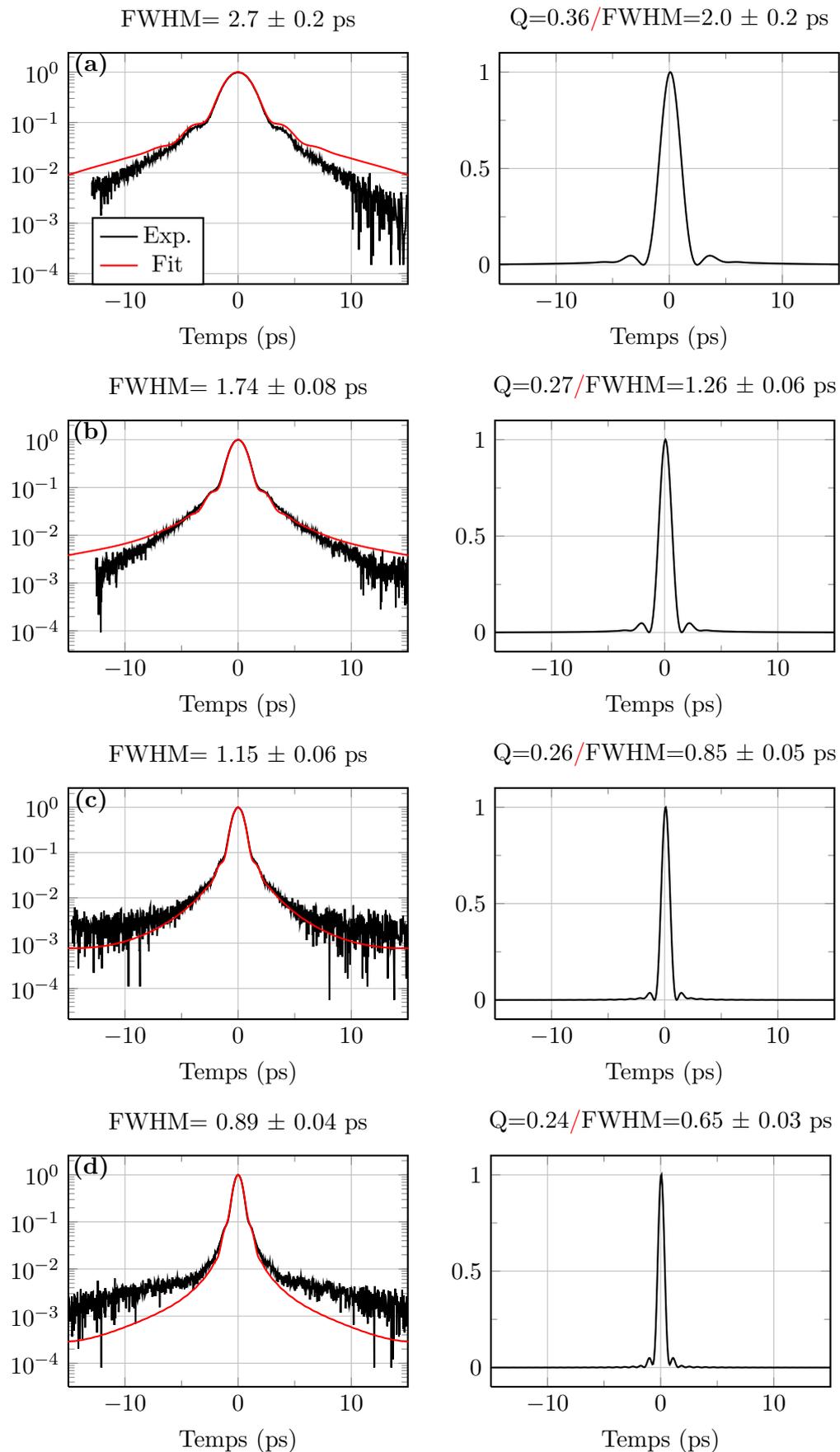


FIGURE 4.3 – Compression des impulsions de durée initiale 15ps après 150m de propagation dans de la fibre passive selon le nombre soliton (a) $N=18$ (b) $N=28$ (c) $N=38$ (d) $N=48$.

Le terme "fit" désigne l'ajustement.

Les impulsions après 150m de propagation dans la fibre passive à dispersion normale sont ici étirées jusqu'à 37 ± 2 ps au maximum.

L'impulsion la plus étirée est celle de nombre soliton initial 48, et pour laquelle la longueur caractéristique de fission a été estimée à 71m. Après 150m de propagation on constate effectivement l'apparition de modulations temporelles au niveau des ailes de l'impulsion, signatures de l'amorce du phénomène de fission. Cela est également visible sur le spectre de l'impulsion pour lequel le niveau de l'un de ses "pieds" est rehaussé.

L'impulsion de nombre soliton 38 présente une amorce du phénomène de fission, en revanche les impulsions de nombre soliton 18 et 28 ne semblent pas affectées par ce phénomène.

Dans le domaine spectral, on peut remarquer que le contraste des modulations visibles dans le spectre des impulsions est moins important que celui observé sur le spectre d'une impulsion à profil temporel gaussien n'ayant subi que de l'auto-modulation de phase. Cela va dans le sens de la linéarisation de la dérive de fréquence caractéristique de la propagation d'impulsions dans des fibres passives à dispersion normale. Les modulations profondes du spectre écartent en effet la phase spectrale d'une tendance purement quadratique, comme nous l'avons vu sur la figure 3.5 dans le chapitre 3. En présence de dispersion et de non linéarités, les modulations spectrales s'estompent et la dérive de fréquence est linéarisée.

Les impulsions comprimées présentent un facteur de qualité qui décroît à mesure que le nombre soliton augmente. Dans le cas où la largeur à mi-hauteur du spectre est de 3.1nm, le facteur de qualité obtenu est de 0.26. L'intégrale B accumulée correspondante s'élève à environ 10π . Nous appliquons par simulation la même quantité de déphasage non linéaire sur une impulsion à profil temporel gaussien de durée 15ps, et compensons la dérive de fréquence : l'impulsion comprimée obtenue numériquement présente un facteur de qualité de 0.10.

La mise en forme des impulsions dans la fibre passive a ici permis d'améliorer le facteur de qualité des impulsions comprimées à déphasage non linéaire équivalent. Le facteur Q est passé de 0.10 à 0.26 dans le cas présent.

Concernant les ajustements fournis, signalons qu'ils n'ont pas vocation à déterminer une valeur absolue du facteur de qualité, mais plutôt une tendance d'évolution avec la valeur du nombre soliton. La déviation visible en échelle logarithmique des ajustements des auto-corrélations des impulsions comprimées dans les cas (a) et (b) de la figure 4.3 a tendance à rehausser le piédestal de l'impulsion et donc dégrader la valeur estimée du facteur de qualité. Cependant la tendance d'évolution du facteur de qualité qui est de décroître à mesure que le nombre soliton augmente est cohérente : lorsque les non linéarités ont un impact croissant par rapport à la dispersion, l'énergie contenue dans les ailes des impulsions comprimées augmente.

Ci-dessous nous avons tracé les courbes représentatives des fonctions f et g définies dans le paragraphe 3.1 du chapitre 3 pour observer l'évolution de l'énergie contenue dans les ailes des impulsions comprimées.

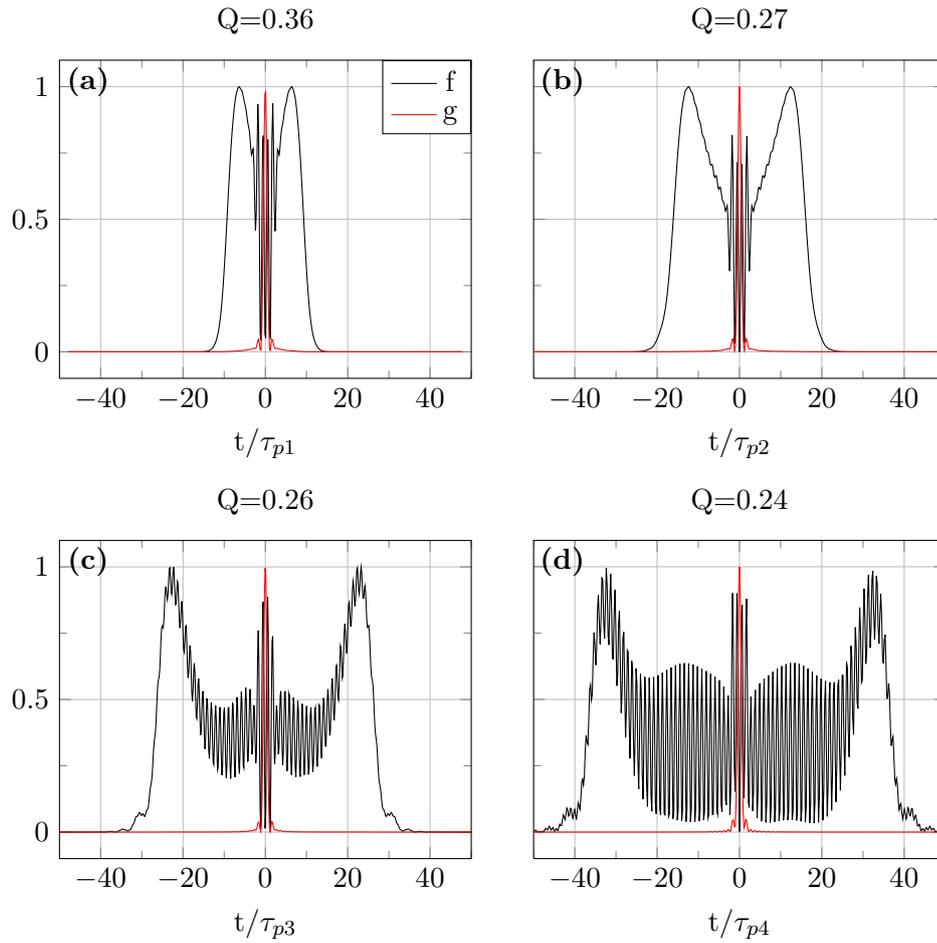


FIGURE 4.4 – Fonctions f et g des impulsions de durée initiale 15ps s'étant propagées dans 150m de fibre passive à dispersion normale après compression selon le nombre soliton (a) $N=18$ (b) $N=28$ (c) $N=38$ (d) $N=48$.

où les $\tau_{pi,i=1,2,3,4}$ correspondent à la largeur à mi-hauteur des impulsions comprimées. En abscisse, la normalisation du vecteur temps par ces durées permet de comparer les courbes entre elles.

On constate que le piédestal est d'autant plus long par rapport à la durée de l'impulsion comprimée que le nombre soliton des impulsions est élevé.

Ainsi l'augmentation de l'énergie des impulsions en entrée de fibre passive s'accompagne d'une dégradation du contraste des impulsions comprimées. Cela n'est pas favorable dans le cadre de notre étude car nous souhaitons disposer de l'énergie la plus élevée possible en entrée des fibres microstructurées, afin de limiter le gain et d'augmenter l'énergie finale des impulsions. Nous allons étudier dans la section suivante l'évolution d'impulsions de différentes durées dans la fibre passive à dispersion positive.

4.1.2 Facteur de qualité selon la durée des impulsions initiales

L'obtention d'impulsions subpicosecondes de forte puissance crête serait une conséquence profitable de notre étude, portant initialement sur la mise en forme temporelle des impulsions

préalable à l'amplification. L'intérêt d'utiliser des impulsions initiales plus longues serait alors de pouvoir amplifier davantage dans les fibres microstructurées. Dans la suite nous étudions la mise en forme d'impulsions de durées initiales 15, 27 et 50ps et d'énergie 2nJ.

4.1.2.1 Choix des longueurs de fibre passive à dispersion normale

Nous considérons tout d'abord les impulsions de 27 et 50ps, que nous propagerons dans la fibre passive à maintien de polarisation de coefficient $\gamma=8.10^{-3} \text{ W}^{-1}.\text{m}^{-1}$. En supposant que l'on utilise toute l'énergie délivrée par les oscillateurs, les nombres soliton et longueurs caractéristiques de fission pour ces impulsions sont :

| τ_p (ps) | E_{in} (nJ) | N | L_{wb} (m) |
|---------------|---------------|-----|--------------|
| 27 | 2 | 79 | 141 |
| 50 | 2 | 107 | 356 |

TABLE 4.2 – Nombres soliton et longueurs caractéristiques de fission pour des impulsions de 27 et 50ps de 2nJ à 1030nm se propageant dans une fibre optique à dispersion normale.

Pour l'oscillateur 27ps, nous souhaiterions utiliser une bobine de 200m. La longueur caractéristique de fission étant ici de 141m, nous réduisons l'énergie d'entrée jusqu'à 1.3nJ, ce qui mène à un nombre soliton de 64 et une longueur théorique de fission de 175m. Les impulsions seront caractérisées dans cette configuration, et l'énergie d'entrée sera davantage diminuée au besoin. La fibre utilisée possède un diamètre de mode de $5.4\mu\text{m}$, et le spectre obtenu en sortie de bobine mesure alors $3.1\text{nm} \pm 0.1\text{nm}$.

Concernant les impulsions de 50ps, nous observons expérimentalement que la puissance crête est trop faible pour générer des effets non linéaires significatifs sur une longueur de fibre supérieure à 200m. L'action conjointe de dispersion et de non linéarités étant requise, cette configuration ne nous permet pas d'obtenir la mise en forme temporelle voulue. A défaut de pouvoir agir sur la dispersion des fibres, nous choisissons donc d'augmenter la puissance en entrée de bobine, bien que, nous l'avons vu, cela soit au détriment du contraste des impulsions comprimées finales.

Afin d'obtenir le même ordre de grandeur pour la durée des impulsions finales entre les différentes configurations, nous avons choisi de fixer la largeur spectrale après propagation dans la fibre passive à 3.1nm. Nous disposons de 300m de fibre de diamètre de mode $5.4\mu\text{m}$ pour propager les impulsions de 50ps, pour atteindre 3.1nm de spectre il nous faut alors augmenter l'énergie d'entrée des impulsions jusqu'à 3.3nJ. Cela correspond à un nombre soliton de 138 et une longueur caractéristique de fission de 277m.

Nous récapitulons dans le tableau ci-dessous les puissances d'entrée, longueurs de fibre et nombre soliton retenus pour les trois durées d'impulsion 15, 27 et 50ps :

| τ_p (ps) | E_{in} (nJ) | L (m) | N |
|---------------|---------------|-------|-----|
| 15 | 1.0 | 150 | 38 |
| 27 | 1.3 | 200 | 64 |
| 50 | 3.3 | 300 | 138 |

TABLE 4.3 – Energie, longueur de fibre passive et nombre soliton retenus pour propager des impulsions de 15, 27 et 50ps.

Nous allons à présent nous intéresser aux caractérisations expérimentales des impulsions obtenues.

4.1.2.2 Caractérisation des impulsions après propagation dans une fibre passive

Impulsions de durée initiale 15ps

Lors de l'étude de la propagation des impulsions de 15ps dans une fibre optique passive, nous avons obtenu un spectre de largeur à mi-hauteur de $3.1 \pm 0.1\text{nm}$ après 150m de propagation pour un nombre soliton initial de 38. Dans ce cas le phénomène de fission n'était pas limitant, nous retenons donc cette configuration. On se reportera à la section précédente pour visualiser les profils temporel et spectral expérimentaux des impulsions en sortie de fibre passive et après compression, sur les figures 4.1 et 4.3. Nous représentons ci-dessous les traces PG FROG déduites des ajustements qui correspondent aux impulsions avant et après compression :

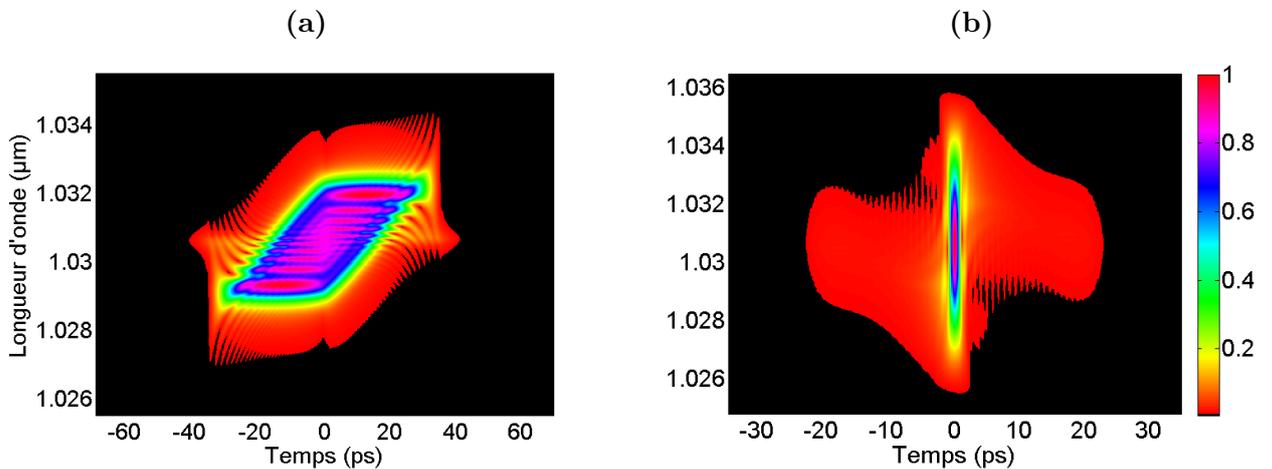


FIGURE 4.5 – Traces PG FROG obtenues numériquement pour des impulsions de durée initiale 15ps après 150m de propagation dans de la fibre optique à dispersion normale (a) avant compression (b) après compression.

La dérive de fréquence visible sur l'impulsion (a) de la figure 4.5 est linéaire, bien que l'on puisse distinguer les modulations restantes dues à l'auto-modulation de phase. L'intégrale B accumulée dans les 150m de fibre passive est ici d'environ 10π , et le facteur de qualité des impulsions comprimées de 0.26.

Impulsions de durée initiale 27ps

Les impulsions de durée 27ps ont été propagées dans 200m de fibre passive de coefficient non linéaire $\gamma=8.10^{-3} \text{W}^{-1}.\text{m}^{-1}$. Nous avons mesuré leurs profils temporel et spectral en sortie de fibre passive, et réalisé l'ajustement numérique de ces grandeurs grâce à la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire par la méthode de Split-Step Fourier. Cela nous a permis de déduire le profil temporel des impulsions comprimées ainsi que les traces PG FROG des impulsions avant et après compression. Les résultats expérimentaux ainsi que leurs ajustements sont fournis sur la figure 4.6.

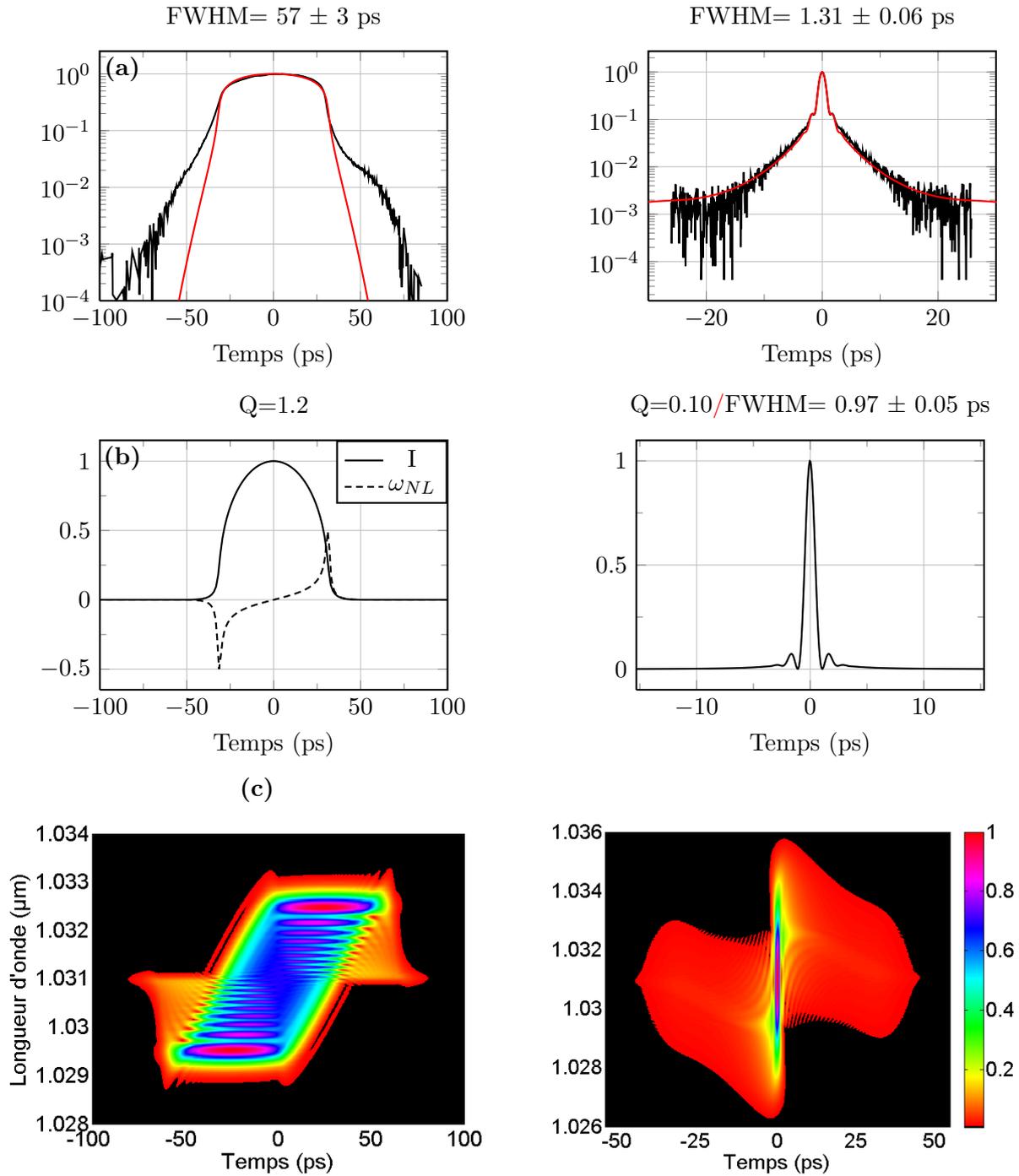


FIGURE 4.6 – Caractérisation d’impulsions de durée initiale 27ps après 200m de propagation dans de la fibre passive à dispersion normale. (a) Cross-corrélation des impulsions après propagation dans la fibre passive à gauche, autocorrélation des impulsions comprimées expérimentales à droite, et ajustement numérique en échelle logarithmique. (b) Impulsions extraites des ajustements. (c) Traces PG FROG obtenues numériquement correspondantes.

L’intégrale B totale accumulée s’élève à environ 18π . Compte tenu du nombre soliton de 64 plus élevé que dans le cas précédent, le facteur de qualité des impulsions comprimées est plus faible, et s’élève ici à 0.10. On observe d’ailleurs sur la trace FROG de l’impulsion avant

compression que les ailes de l'impulsion induisent une dérive de fréquence non linéaire plus marquée que sur la figure 4.5 (a).

La durée des impulsions après propagation dans la fibre passive est de $57\text{ps} \pm 3\text{ps}$. Dans le chapitre 2, nous avons établi que la puissance crête dans l'amplificateur ne devait pas excéder l'ordre de grandeur de 1MW afin de conduire à un comportement stable de l'amplificateur dans le temps. Si nous amplifions des impulsions de durée 57ps, l'énergie maximum serait de $57\mu\text{J}$, ce qui est supérieur aux énergies maximums atteintes dans le chapitre 2. Cela est une perspective intéressante.

Nous allons à présent considérer le cas d'impulsions de 50ps.

Impulsions de durée initiale 50ps

Les impulsions de 50ps sont propagées dans 300m de fibre passive de coefficient non linéaire $\gamma=8.10^{-3} \text{ W}^{-1}.\text{m}^{-1}$. Nous effectuons la même caractérisation de ces impulsions que celle présentée sur la figure 4.6 pour les impulsions de 27ps.

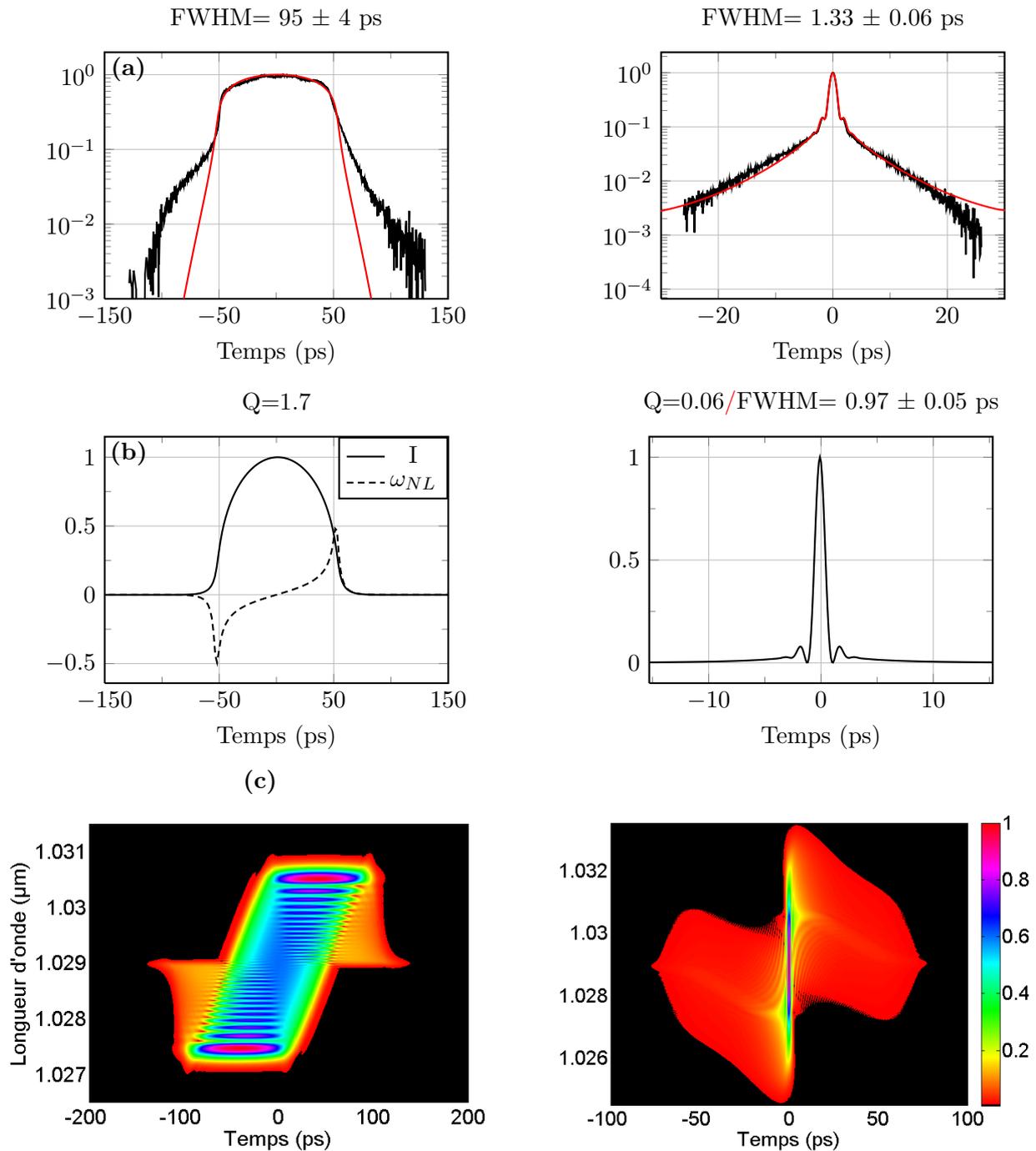
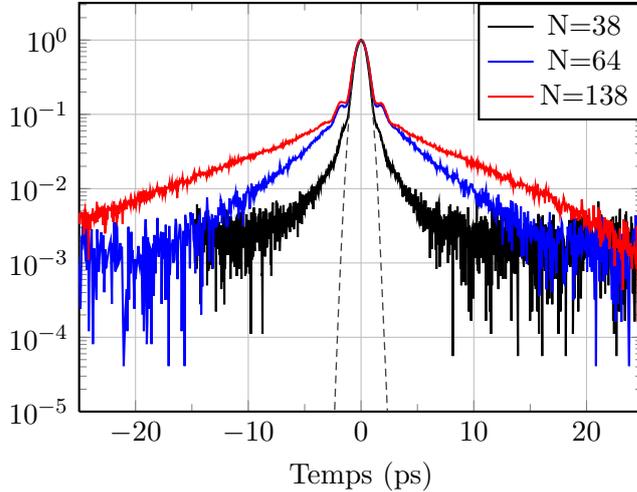


FIGURE 4.7 – Caractérisation d’impulsions de durée initiale 50ps après 300m de propagation dans de la fibre passive à dispersion normale. (a) Cross-corrélation des impulsions, autocorrélation des impulsions comprimées expérimentales, et ajustement numérique en échelle logarithmique. (b) Impulsions extraites des ajustements. (c) Traces PG FROG obtenues numériquement.

Le contraste des impulsions comprimées est ici nettement dégradé, nous obtenons un facteur de qualité de 0.06, pour une intégrale B totale d’environ 34π . Le nombre soliton de 138 étant beaucoup plus élevé que dans les cas précédents, la propagation est dominée par les non linéarités.

Comparaison des trois cas

Dans les trois cas la largeur spectrale à mi-hauteur à l'issue de la propagation dans la fibre est de $3.1 \pm 0.1\text{nm}$, ce qui nous permet de comparer directement les profils temporels des impulsions comprimées. Nous obtenons :



| τ_{pi} (ps) | τ_{pf} (ps) | N | k_2 (ps ²) | Q | P_{cr} (%) |
|------------------|------------------|-----|--------------------------|------|--------------|
| 15 | 32 ± 2 | 38 | -5.1 | 0.26 | 95 |
| 27 | 57 ± 3 | 64 | -8.6 | 0.1 | 79 |
| 50 | 95 ± 4 | 138 | -12.8 | 0.06 | 70 |

FIGURE 4.8 – Autocorrélations expérimentales d'impulsions comprimées à partir d'impulsions de nombres soliton 38, 64 et 138. Ligne pointillée : autocorrélation d'une impulsion au profil gaussien parfait.

où τ_{pi} est la durée des impulsions avant propagation dans la fibre passive, τ_{pf} après la propagation, N le nombre soliton, k_2 la dispersion du second ordre appliquée pour compenser la dérive de fréquence, Q le facteur de qualité des impulsions comprimées, et P_{cr} leur puissance crête relative par rapport à un profil temporel gaussien.

En pointillés gris nous avons représenté l'autocorrélation d'une impulsion au profil temporel gaussien parfait. L'impulsion la plus proche de ce profil est l'impulsion comprimée à partir d'une impulsion de nombre soliton 38 propagée dans 150m de fibre passive, qui présente une puissance crête relative de 95%. Les dispersions du second ordre k_2 indiquées dans le tableau de la figure 4.8 sont issues de l'ajustement numérique des impulsions mises en forme temporellement, dont la dérive de fréquence a été compensée numériquement.

Nous ne connaissons pas au moment des expériences le degré d'impact de chacun des profils temporels des impulsions présentés ici, en particulier de leurs piédestaux, dans le cadre d'une utilisation du laser pour des applications telles que la découpe ou le marquage.

Disposant d'un laboratoire d'essais au sein de l'entreprise, nous pouvons envisager à terme de réaliser des prototypes des différents lasers et de tester leur efficacité sur plusieurs procédés usuellement effectués par nos lasers.

Pour cela nous avons souhaité dans un premier temps amplifier les différentes impulsions mises en forme dans une fibre passive à dispersion normale, d'une part pour démontrer la faisabilité de la démarche, et d'autre part si cela s'avérait concluant pour améliorer la technique et les facteurs de qualité des présentes impulsions. En effet les résultats présentés ici ne constituent qu'une première mise en oeuvre d'une méthode qui pourrait être perfectionnée et rendre accessible toute une gamme de durées d'impulsion et d'énergies qui jusqu'ici ne l'étaient pas au sein de l'entreprise. La question de l'amélioration de la technique proposée sera abordée plus en détails après la présentation des résultats expérimentaux d'amplification des impulsions mises en forme temporellement.

4.2 Amplification et compression

Dans la section précédente nous avons dimensionné les fibres passives à utiliser pour mettre en forme temporellement nos impulsions avant de les amplifier dans des fibres barreaux à large aire modale. Nous allons à présent nous intéresser aux performances atteintes dans le cadre de cette amplification.

Nous donnerons dans un premier temps les résultats obtenus partant d'impulsions de 15ps et de 27ps, puis nous proposerons une analyse des résultats, en particulier nous calculerons les niveaux d'intégrale B accumulés à partir du modèle de Frantz-Nodvik présenté dans le chapitre 2, et les confronterons aux contrastes des impulsions comprimées en sortie d'amplificateur.

4.2.1 Résultats expérimentaux

Pour amplifier nos impulsions mises en forme temporellement nous utilisons deux étages d'amplification composés de fibres de type LPF. Le premier étage est constitué d'une fibre LPF30 de $50\mu\text{m}$ de diamètre de coeur utilisée en simple passage, et le second étage d'une fibre LPF40 de $66\mu\text{m}$ de coeur utilisée également en simple passage. L'architecture globale de l'amplificateur est proche de celle présentée sur la figure 2.4 du chapitre 2, notamment nous utilisons un sélectionneur d'impulsion avant les fibres barreaux afin de pouvoir réduire la cadence et augmenter l'énergie de sortie. Nous disposons ici de deux diodes de pompe indépendantes de 100W chacune pour pomper chacune des deux fibres barreaux. Le schéma simplifié du montage est le suivant :

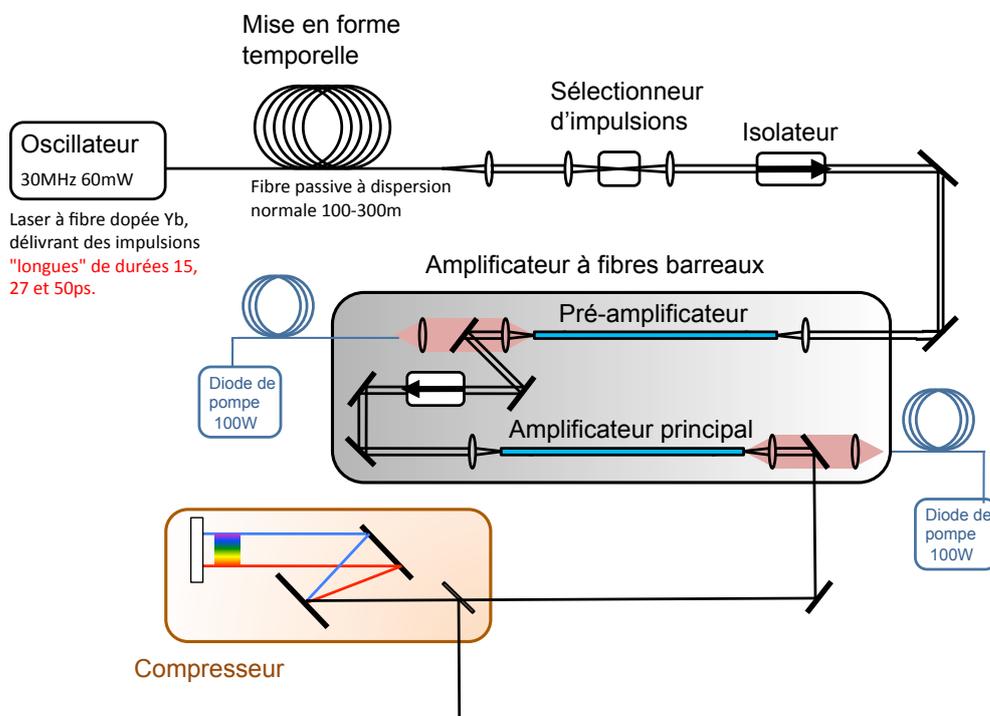


FIGURE 4.9 – Architecture de l'amplificateur à base de fibres microstructurées et disposant d'un étage de mise en forme temporelle des impulsions avant amplification.

Signalons qu'un isolateur optique est utilisé entre les deux fibres dans l'amplificateur à fibres barreaux.

4.2.1.1 Amplification des impulsions de durée initiale 15ps

Nous rappelons que les impulsions de durée initiale 15ps sont propagées dans 150m de fibre passive de diamètre de mode $6\mu\text{m}$, et qu'après propagation elles présentent une largeur à mi-hauteur de $32 \pm 2\text{ps}$.

Le taux de répétition est fixé à 1MHz, et la puissance de pompe du premier étage d'amplification à 56W. Dans le tableau ci-dessous nous donnons les puissances mesurées en sortie d'amplificateur, en fonction de la puissance de pompe dans le second étage, sachant que celle du premier étage est fixe. Pour cette mesure nous avons effectué une analyse de la polarisation en sortie d'amplificateur à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube polariseur. La puissance est mesurée sur les deux voies du cube polariseur.

| P_p (W) | $\langle P_1 \rangle$ (W) | $\langle P_2 \rangle$ (W) | E_1 (μJ) |
|-----------|---------------------------|---------------------------|-------------------------|
| 8.10 | 0.35 | 0.01 | 0.35 |
| 23.5 | 1.93 | 0.01 | 1.93 |
| 39.0 | 4.40 | 0.02 | 4.40 |
| 54.6 | 8.00 | 0.02 | 8.00 |
| 69.5 | 13.6 | 0.03 | 13.6 |
| 83.2 | 21.0 | 0.05 | 21.0 |

TABLE 4.4 – Puissance et énergie en sortie d'amplificateur dans le cas de l'amplification d'impulsions de durée initiale 15ps à une cadence de 1MHz.

P_p désigne la puissance de pompe, $\langle P_1 \rangle$ et $\langle P_2 \rangle$ sont les puissances moyennes mesurées sur chaque voie du cube polariseur, et E_1 l'énergie correspondant à la voie du cube polariseur où la puissance maximum est mesurée.

Le taux de polarisation tel que défini par l'expression 2.21 donnée dans le chapitre 2 s'élève ici à 99.5% à la puissance maximum. Pour obtenir un taux de polarisation proche de 1 comme c'est le cas ici, le signal doit idéalement être polarisé entre les deux étages d'amplification, et la polarisation du signal orientée par rapport aux axes propres de biréfringence de la fibre dans laquelle il est couplé. La présence d'un isolateur optique entre les deux étages d'amplification permet de polariser le signal.

L'on procède ensuite à la compression des impulsions. Nous n'utilisons pour ce faire qu'un prélèvement du signal de sortie toujours en raison de la faible tenue au flux des réseaux utilisés au moment des expériences. On rappelle que le prélèvement est réalisé à l'aide d'une lame à faces non parallèles traitée dans l'infrarouge, qui réfléchit 1% du signal. Ci-dessous nous donnons les traces d'autocorrélation expérimentales des impulsions comprimées pour plusieurs énergies en sortie d'amplificateur :

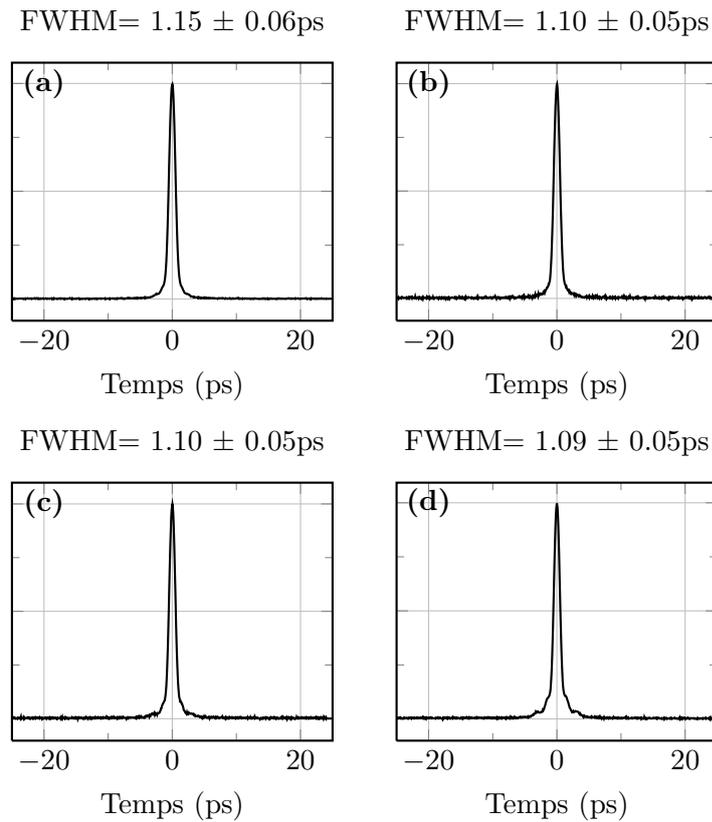


FIGURE 4.10 – Autocorrélations des impulsions comprimées à partir d’un prélèvement du signal amplifié pour différents niveaux d’énergie. (a) $4\mu\text{J}$ (b) $8\mu\text{J}$ (c) $14\mu\text{J}$ (d) $21\mu\text{J}$.

La durée des impulsions évolue peu en raison d’un faible élargissement spectral à ces niveaux d’énergie comme on le verra dans la suite. En revanche on constate sur la trace d’autocorrélation (d) de la figure 4.10 que les ailes de l’impulsion contiennent plus d’énergie que sur la trace (a). L’amplification s’accompagne ici d’une dégradation du contraste des impulsions.

Les impulsions comprimées sont utilisées pour réaliser la cross-corrélation des impulsions en sortie d’amplificateur, le résultat de cette mesure ainsi que la mesure de spectre pour les différents niveaux d’énergie de sortie sont :

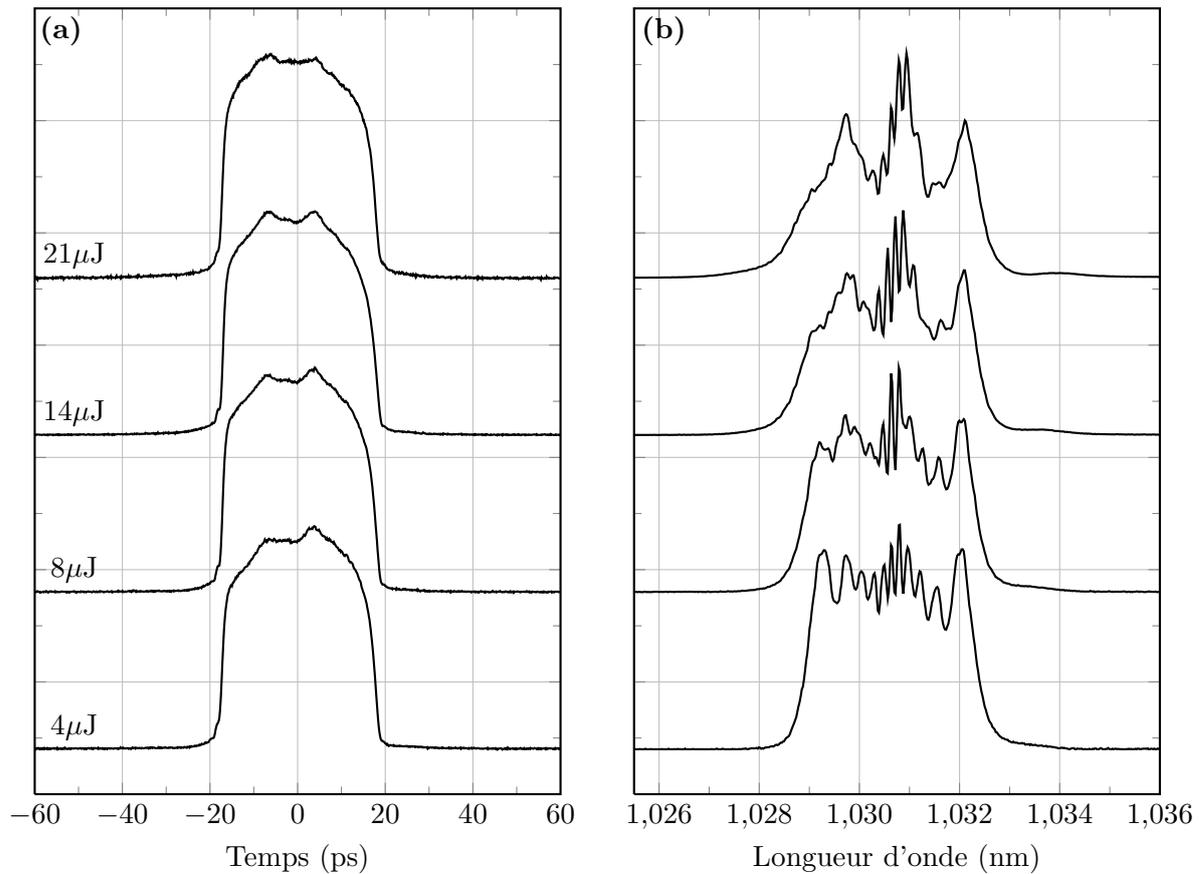


FIGURE 4.11 – (a) Mesure de cross-corrélation des impulsions de durée initiale 15ps après mise en forme temporelle puis amplification. (b) Spectres expérimentaux correspondants.

On constate l'apparition d'une modulation lente dans le spectre, à distinguer des modulations initiales dues à l'auto-modulation de phase dans la fibre passive, qui se creusent à mesure que l'on augmente la puissance de pompe.

Nous avons déjà observé ce phénomène lors d'une précédente mesure de spectre d'un laser dont nous ne pouvions pas mesurer le profil temporel. Il s'agissait d'un laser indépendant de cette expérience, et en dehors de la fibre passive, aucun élément du laser n'était commun à celui ayant conduit aux mesures ci-dessus. La configuration de l'amplificateur était sensiblement différente : le premier étage d'amplification était constitué d'une fibre LPF30 en double passage, et non pas en simple passage comme ici, puis d'une fibre LPF40 en simple passage. L'oscillateur délivrait des impulsions de 15ps, et nous avons utilisé 100m de fibre passive SMF28 sans atténuer la puissance entre l'oscillateur et la fibre passive, ce qui menait à un nombre soliton de 53 et une longueur caractéristique de fission de 65m.

Nous avons alors observé l'évolution de spectre suivante à mesure que la puissance de pompe était augmentée :

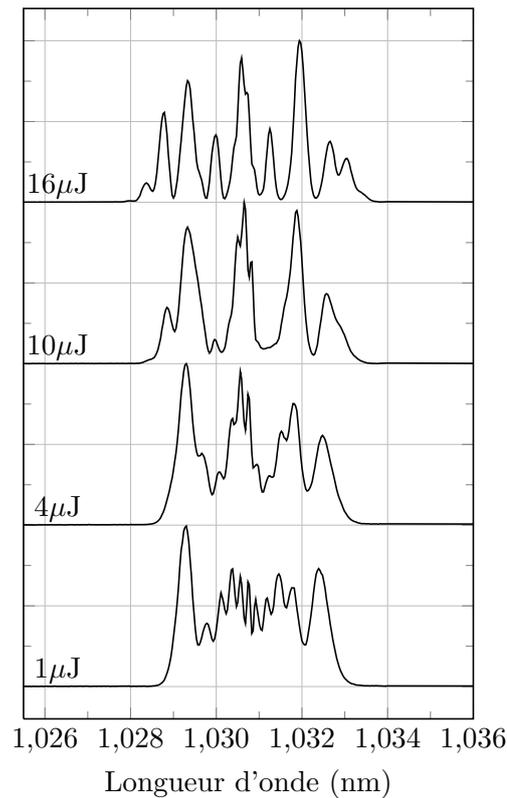


FIGURE 4.12 – Illustration d’un phénomène de modulations spectrales dans le cas de l’amplification d’impulsions de durée initiale 15ps mises en forme temporellement.

Nous n’avions pas pu caractériser le profil temporel c’est pourquoi nous avons reproduit l’expérience ayant donné lieu aux résultats de la figure 4.11. Dans le cas présenté ici sur la figure 4.12 deux paramètres changent par rapport au cas précédent : d’une part le nombre soliton initial est de 53 contre 38 précédemment (ce qui a conduit à choisir des longueurs de fibre passive différentes, 150m dans le premier cas et 100m dans le second), et d’autre part le premier étage d’amplification est en double passage et non en simple passage.

L’effet observé est ici plus prononcé que dans le cas précédent en dépit d’une énergie plus faible en sortie. Dans les deux cas l’effet est sensible au niveau de l’énergie en sortie : plus elle est élevée et plus le contraste des modulations spectrales est important. Dans le cas présent la période des modulations spectrales présente également une tendance à augmenter, les premières modulations se divisant en plusieurs dans le cas d’une énergie de sortie de $16\mu\text{J}$.

4.2.1.2 Amplification des impulsions de durée initiale 27ps

Avant d’être amplifiées les impulsions de durée initiale 27ps ont été propagées dans 200m de fibre passive à maintien de polarisation de diamètre de mode $5.4\mu\text{m}$ à 1030nm. Leur largeur à mi-hauteur en sortie de fibre est de $57 \pm 3\text{ps}$ et leur largeur spectrale de $3.1 \pm 0.1\text{ nm}$. Nous reprenons le même amplificateur que dans le cas précédent, composé de deux fibres microstructurées de type LPF en simple passage. Le taux de répétition est fixé à 500kHz. La caractérisation est effectuée jusqu’à $60\mu\text{J}$, ci-dessous nous indiquons les valeurs de puissance moyenne et d’énergie obtenues à 500kHz :

| P_p (W) | $\langle P_1 \rangle$ (W) | $\langle P_2 \rangle$ (W) | E_1 (μ J) |
|-----------|---------------------------|---------------------------|------------------|
| 8.10 | 0.35 | 0.00 | 0.70 |
| 23.5 | 2.03 | 0.01 | 4.06 |
| 39.0 | 4.62 | 0.01 | 9.24 |
| 54.6 | 8.40 | 0.02 | 16.8 |
| 69.5 | 14.3 | 0.04 | 28.6 |
| 83.2 | 22.6 | 0.09 | 45.2 |
| 97.5 | 29.8 | 0.22 | 59.6 |

TABLE 4.5 – Puissance et énergie en sortie d’amplificateur dans le cas de l’amplification d’impulsions de durée initiale 27ps à une cadence de 500kHz.

Le taux de polarisation est ici de 98.5%.

Les impulsions sont comprimées pour chaque niveau d’énergie, nous donnons leur trace d’autocorrélation :

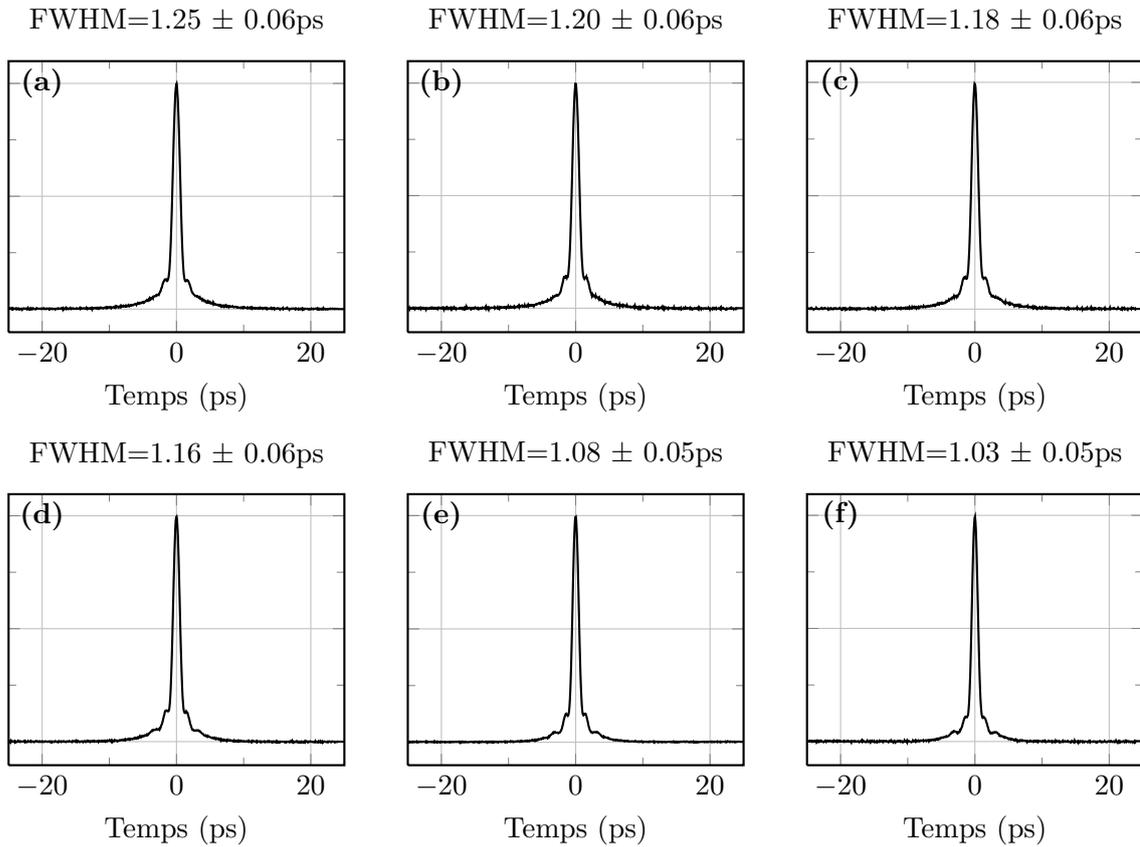


FIGURE 4.13 – Autocorrélations des impulsions comprimées à partir d’un prélèvement du signal amplifié pour différents niveaux d’énergie. (a) 4 μ J (b) 9 μ J (c) 17 μ J (d) 29 μ J (e) 45 μ J (f) 60 μ J.

Les impulsions sont de plus en plus courtes en raison d’un élargissement spectral accompagnant l’amplification. Afin d’étudier l’évolution de la forme temporelle des impulsions et du spectre au cours de l’amplification, nous effectuons les mesures de cross-corrélation et de spectre à chaque niveau d’énergie :

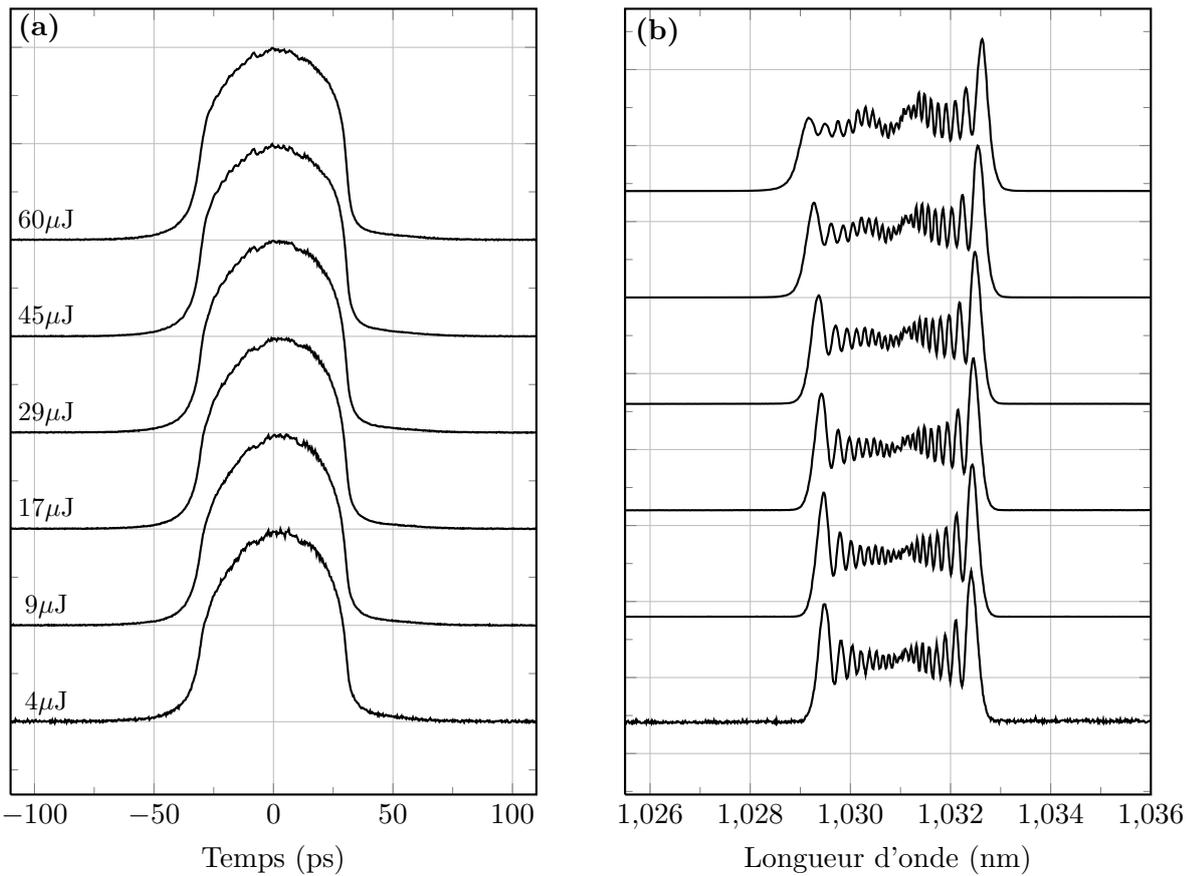


FIGURE 4.14 – (a) Mesure de cross-corrélation des impulsions de durée initiale 27ps après mise en forme temporelle puis amplification (b) Spectres expérimentaux correspondants.

Comme dans le cas précédent nous observons que la forme temporelle n'évolue pas ou peu. Au niveau du spectre, on constate qu'à l'énergie maximum de $60\mu\text{J}$ une modulation lente commence à apparaître, qui évoque l'effet observé lors de l'amplification des impulsions de durée initiale 15ps mises en forme temporellement.

La durée des impulsions à l'énergie maximum est de $59 \pm 3\text{ps}$, ce qui mène à une puissance crête d'environ 1MW.

4.2.1.3 Amplification des impulsions de durée initiale 50ps

Les impulsions de 50ps ont été propagées dans 300m de fibre passive. Nous avons choisi l'énergie en entrée de fibre de façon à obtenir suffisamment d'élargissement spectral en sortie, au détriment de la qualité des impulsions comprimées. Ainsi l'énergie d'entrée s'élève à 3.3nJ et le nombre soliton à 138. La largeur à mi-hauteur des impulsions après propagation dans la fibre passive est de $95 \pm 4\text{ps}$. Nous avons amplifié ces impulsions jusqu'à $60\mu\text{J}$, à la cadence de 500kHz. Dans le tableau ci-dessous nous donnons les résultats d'amplification :

| P_p (W) | $\langle P_1 \rangle$ (W) | $\langle P_2 \rangle$ (W) | E_1 (μJ) |
|-----------|---------------------------|---------------------------|-------------------------|
| 8.10 | 0.44 | 0.03 | 0.88 |
| 23.5 | 2.20 | 0.10 | 4.40 |
| 39.0 | 4.95 | 0.20 | 9.90 |
| 54.6 | 8.91 | 0.32 | 17.8 |
| 69.5 | 14.9 | 0.45 | 29.8 |
| 83.2 | 22.8 | 0.66 | 45.6 |
| 97.5 | 29.9 | 1.07 | 59.8 |

TABLE 4.6 – Puissance et énergie en sortie d’amplificateur dans le cas de l’amplification d’impulsions de durée initiale 50ps à une cadence de 500kHz.

Le signal est ici polarisé à 93% à l’énergie de sortie maximum. Les impulsions sont comprimées à chaque niveau d’énergie :

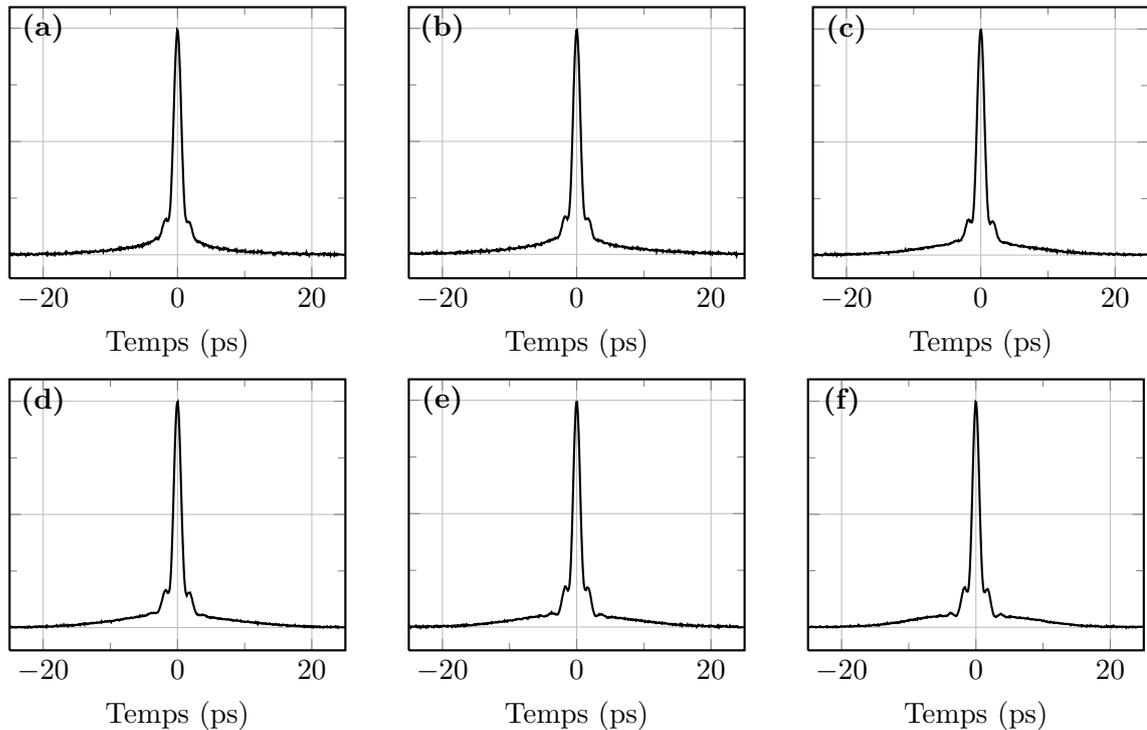


FIGURE 4.15 – Autocorrélations des impulsions comprimées à partir d’un prélèvement du signal amplifié pour différents niveaux d’énergie. (a) $4\mu\text{J}$ (b) $10\mu\text{J}$ (c) $18\mu\text{J}$ (d) $30\mu\text{J}$ (e) $46\mu\text{J}$ (f) $60\mu\text{J}$.

On constate que le piédestal des impulsions déjà important sans amplification augmente à mesure que les impulsions sont amplifiées. Ces impulsions sont utilisées pour réaliser les mesures de cross-corrélation suivantes :

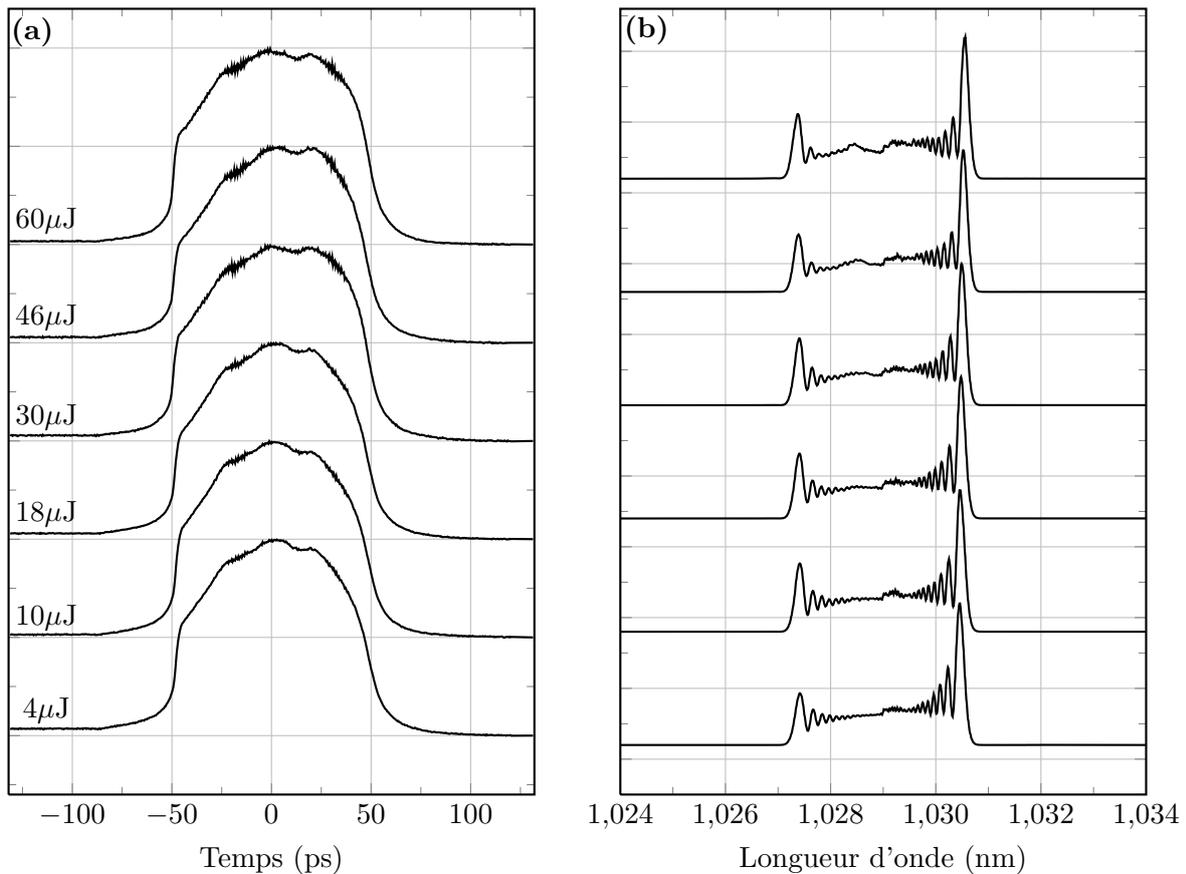


FIGURE 4.16 – (a) Mesure de cross-corrélation des impulsions de durée initiale 50ps après mise en forme temporelle puis amplification (b) Spectres expérimentaux correspondants.

Le profil temporel des impulsions évolue peu, tout comme le spectre dont la largeur à mi-hauteur est de 3.2 ± 0.1 nm à l'énergie maximum.

La configuration utilisée ici présente un intérêt au niveau de la durée des impulsions après propagation dans la fibre passive, qui avoisine les 100ps. Cependant dans le cas présent le contraste des impulsions comprimées est très faible en raison d'un nombre soliton initial trop élevé. Cette technique peut toutefois être améliorée, nous en discuterons dans le paragraphe 4.3.

4.2.2 Analyse

Nous allons dans cette partie revenir sur l'amplification des impulsions de durées initiales 15 et 27ps. Le cas des impulsions de 50ps ne sera pas retenu en raison du trop faible contraste des impulsions comprimées après amplification.

Dans un premier temps, nous allons calculer la quantité d'intégrale B accumulée au cours de l'amplification. Le modèle de Frantz-Nodvik présenté dans le chapitre 2 permet entre autres de déterminer la répartition de l'énergie le long des fibres amplificatrices à l'état stationnaire. Cela nous permettra de calculer l'intégrale B.

Dans un second temps, nous comparerons sur un cas expérimental le contraste des impulsions obtenues avec et sans mise en forme temporelle préalable à l'amplification.

4.2.2.1 Cas des impulsions de durée initiale 15ps

A 1MHz, les performances obtenues avec l'amplificateur à la puissance de pompe maximum sont récapitulées dans le tableau ci-dessous :

| | E_{in} | E_{out} | Gain (dB) |
|---------|----------|------------|-----------|
| Etage 1 | 75pJ | 190nJ | 34 |
| Etage 2 | 190nJ | 21 μ J | 20 |

TABLE 4.7 – Energie et gain dans les deux étages d'amplification d'impulsions de 15ps mises en forme temporellement.

où E_{in} désigne l'énergie d'entrée et E_{out} l'énergie de sortie.

Ces valeurs sont utilisées pour réaliser un ajustement à l'aide du modèle de Frantz-Nodvik. Nous obtenons :

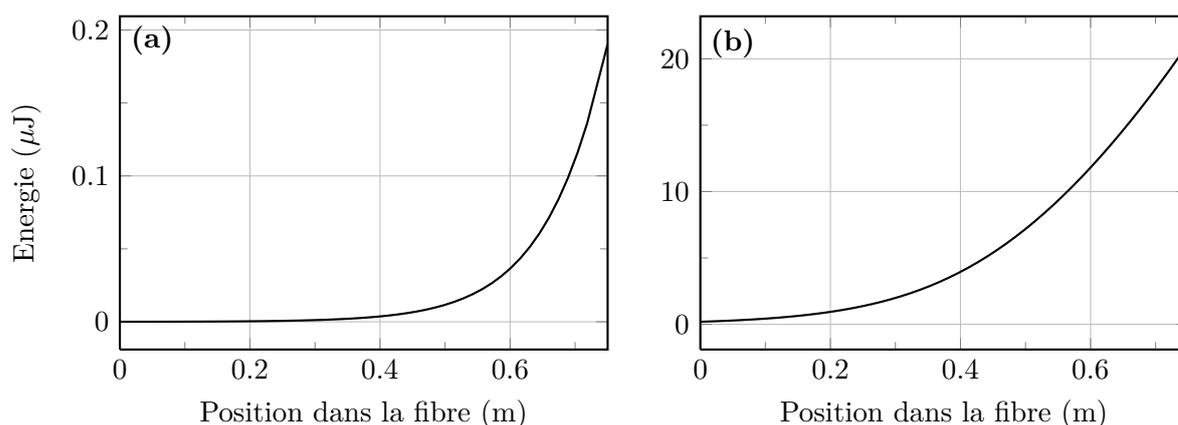


FIGURE 4.17 – Répartition de l'énergie le long de la fibre déduite d'un ajustement numérique à partir du modèle de Frantz-Nodvik. (a) Premier étage d'amplification (b) Second étage d'amplification.

A partir de ces estimations sur la répartition de l'énergie le long des deux fibres d'amplification, et en utilisant la formule 1.37 permettant de calculer l'intégrale B donnée dans le chapitre 1, nous obtenons un niveau d'intégrale B accumulée dans l'amplificateur d'environ 2.5π .

Lors de la propagation dans la fibre passive, les impulsions avaient préalablement accumulé un déphasage non linéaire d'environ 10π .

Ainsi la valeur de l'intégrale B totale vue par les impulsions mises en forme temporellement puis amplifiées s'élève ici à environ 12.5π .

4.2.2.2 Cas des impulsions de durée initiale 27ps

A 500kHz, nous avons :

| | E_{in} | E_{out} | Gain (dB) |
|---------|----------|------------|-----------|
| Etage 1 | 160pJ | 400nJ | 34 |
| Etage 2 | 400nJ | 60 μ J | 22 |

TABLE 4.8 – Energie et gain dans les deux étages d’amplification d’impulsions de 27ps mises en forme temporellement.

Comme précédemment, nous estimons les valeurs de l’énergie en tout point des deux fibres par le modèle de Frantz-Nodvik :

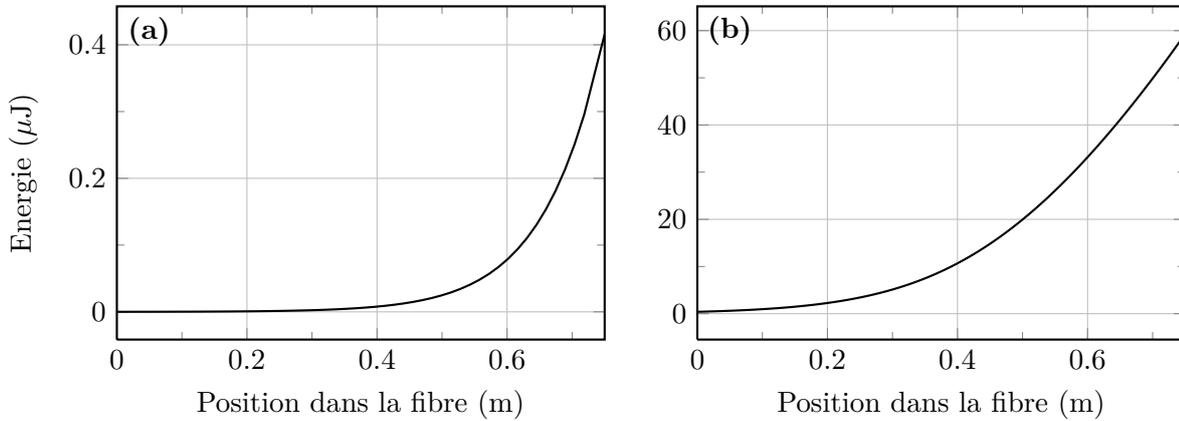


FIGURE 4.18 – Répartition de l’énergie le long de la fibre déduite d’un ajustement numérique à partir du modèle de Frantz-Nodvik. (a) Premier étage d’amplification (b) Second étage d’amplification.

Ici l’intégrale B accumulée dans l’amplificateur s’élève à $\sim 3.8\pi$. Celle préalablement accumulée dans la fibre passive était de 18π . Nous obtenons un total d’environ 22π d’intégrale B pour l’impulsion d’énergie maximum.

Nous avons donc ici davantage de déphasage non linéaire que dans le cas précédent, alors que le phénomène de modulations spectrales présenté sur la figure 4.12 est moins marqué lorsque les impulsions initiales ont une durée de 27ps. Ainsi ce phénomène ne relève a priori pas uniquement de l’auto-modulation de phase.

Afin d’obtenir un ajustement de l’autocorrélation expérimentale à l’énergie maximum de 60 μ J, nous appliquons 3.8π de déphasage non linéaire à l’impulsion déjà déduite d’un ajustement présentée sur la figure 4.6 de la partie 4.1. Le spectre obtenu est comparé au spectre expérimental :

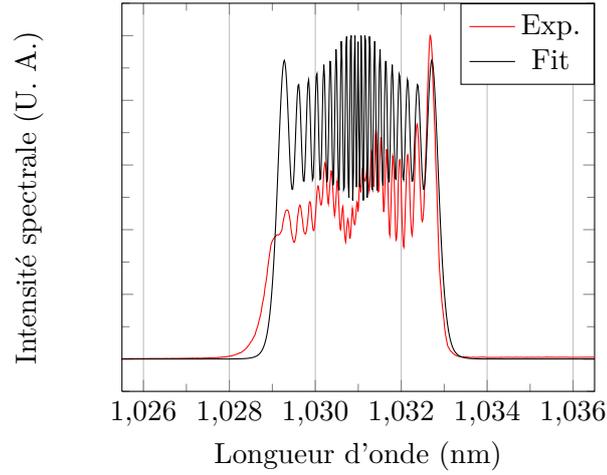


FIGURE 4.19 – Ajustement du spectre expérimental des impulsions de 27ps mises en forme temporellement puis amplifiées jusqu'à $60\mu\text{J}$.

Nous en tirons l'ajustement de l'autocorrélation expérimentale, et ainsi le profil temporel de l'impulsion comprimée :

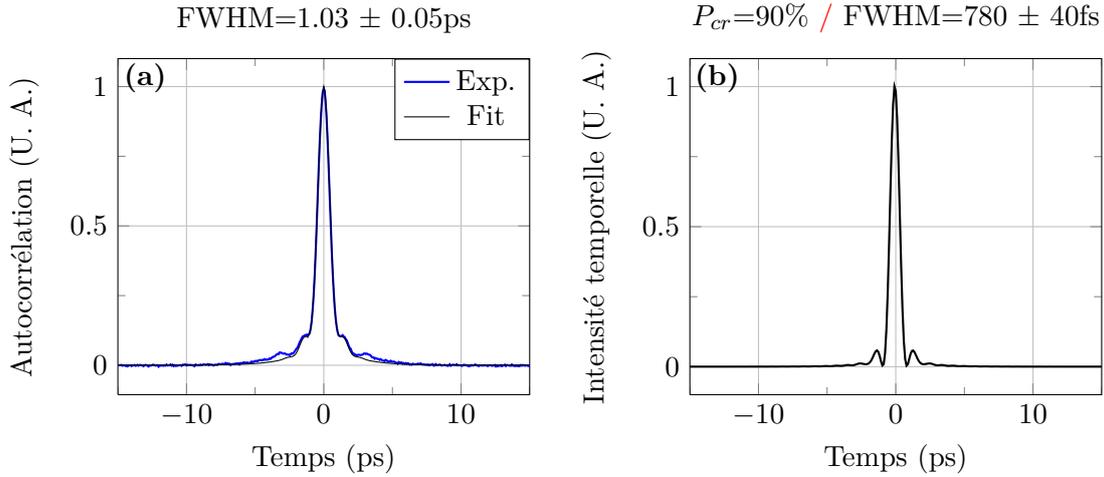


FIGURE 4.20 – (a) Ajustement de l'autocorrélation expérimentale des impulsions comprimées à partir d'impulsions de 27ps mises en forme temporellement puis amplifiées jusqu'à $60\mu\text{J}$. (b) Profil temporel des impulsions comprimées déduit de l'ajustement.

On constate que l'autocorrélation déduite de l'ajustement numérique ne présente pas certains lobes secondaires visibles sur l'autocorrélation expérimentale. Pour l'ajustement nous avons uniquement ajouté 3.8π de déphasage non linéaire à une impulsion mise en forme temporellement et ayant déjà accumulé 18π d'intégrale B, un autre phénomène en jeu peut ne pas avoir été pris en compte. La dispersion du second ordre k_2 appliquée pour compenser la dérive de fréquence s'élève ici à -7.9ps^2 . Malgré cette déviation au niveau des lobes secondaires, l'impulsion principale est correctement ajustée, ce qui nous permet d'obtenir la valeur de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion comprimée qui s'élève donc ici à $780 \pm 40\text{fs}$. La puissance crête relative de l'impulsion comprimée est estimée à 90%, et son facteur de qualité à 0.10. En pratique les valeurs de ces deux critères peuvent être légèrement plus

faibles en raison des lobes secondaires qui n'apparaissent pas sur l'ajustement numérique. Pour rappel la valeur du facteur de qualité avant amplification est de 0.10, ce qui nous permet de conclure que le contraste des impulsions n'est pas notablement dégradé après amplification.

4.2.2.3 Comparaison

Nous souhaitons ici comparer le contraste des impulsions comprimées obtenues et présentées sur la figure 4.20 à celui d'impulsions comprimées à partir d'impulsions à profil temporel gaussien ayant subi une quantité équivalente de déphasage non linéaire. Ces impulsions gaussiennes correspondent à celles obtenues par amplification directe sans mise en forme temporelle préalable en utilisant un amplificateur à deux fibres barreaux.

Nous avons présenté sur la figure 3.8 dans le chapitre 3 un résultat expérimental de compression d'impulsions de 27ps à profil temporel gaussien ayant subi 17π de déphasage non linéaire. Pour obtenir un tel déphasage non linéaire les impulsions avaient été amplifiées jusqu'à $40\mu\text{J}$ dans deux fibres microstructurées de type LPF. La largeur spectrale finale était de $3.1 \pm 0.1\text{nm}$, comparable à la largeur spectrale des impulsions mises en forme temporellement à partir d'impulsions de 27ps et amplifiées jusqu'à $60\mu\text{J}$.

Nous allons ici comparer les profils temporels de ces deux impulsions comprimées. Les impulsions gaussiennes amplifiées sont désignées par la lettre (a), et les impulsions mises en forme temporellement avant amplification par la lettre (b). Leurs caractéristiques avant compression sont récapitulées dans le tableau ci-dessous.

| | τ_{pi} (ps) | τ_{pf} (ps) | E_f (μJ) | B (rad) |
|-----|------------------|---------------------|-------------------------|---------|
| (a) | 27 | - | 40 | 17π |
| (b) | 27 | $59 \pm 3\text{ps}$ | 60 | 22π |

TABLE 4.9 – Caractéristiques d'impulsions amplifiées avec (b) ou sans (a) mise en forme temporelle préalable.

où τ_{pi} et τ_{pf} désignent respectivement la durée des impulsions initiales et après un éventuel étage de mise en forme temporelle, E_f l'énergie des impulsions après amplification et avant compression, et B, l'intégrale B totale accumulée.

Les intégrales B ne sont pas égales donc les qualités de compression non directement comparables. Cependant, le cas où l'intégrale B est la plus élevée correspond également au cas où nous souhaiterions améliorer le contraste, on ne favorise donc pas artificiellement le cas des impulsions mises en forme temporellement en minimisant leur intégrale B, au contraire. La comparaison peut se faire sur cette base.

Les profils temporels des impulsions comprimées tracés en échelles linéaire et logarithmique sont représentés sur la figure 4.21.

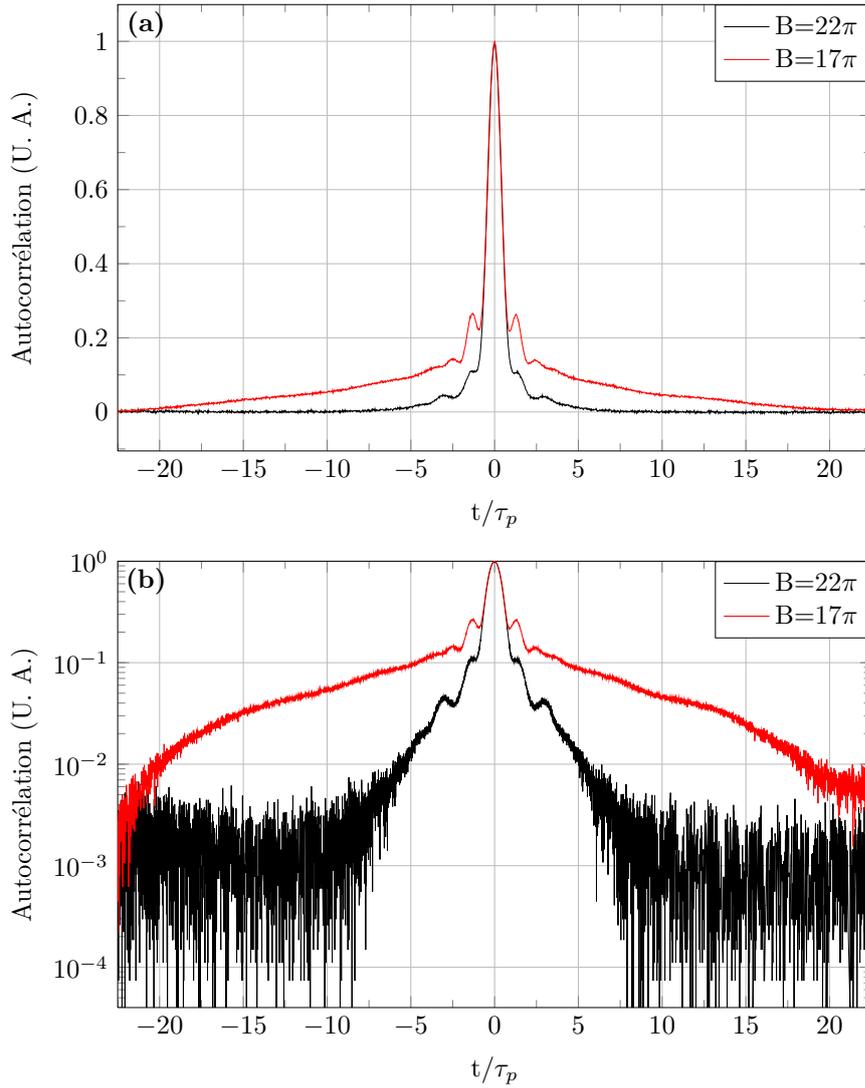


FIGURE 4.21 – Comparaison des profils temporels d’impulsions comprimées pour lesquelles l’impulsion initiale a été mise en forme temporellement avant amplification ou non. (a) Autocorrélations en échelle linéaire. (b) Autocorrélations en échelle logarithmique.

La variable temps est normalisée par rapport à la durée d’impulsion τ_p . La fenêtre temporelle représentée ici est plus étroite que sur la figure 3.8 du chapitre 3, la mesure représentée en rouge correspond à une acquisition différente, mais il s’agit du même signal dont la largeur à mi-hauteur s’élève à $1.13 \pm 0.06\text{ps}$. La mesure représentée en noir correspond au signal présenté précédemment sur les figures 4.13 (f) et 4.20, de largeur à mi-hauteur $1.03 \pm 0.05\text{ps}$.

On constate alors que même si l’intégrale B accumulée est plus élevée dans le cas où les impulsions ont été mises en forme temporellement, le contraste est quand même amélioré par rapport au cas où l’auto-modulation de phase est appliquée sur un profil temporel gaussien.

Dans le cas de l’impulsion correspondant à un déphasage non linéaire de 17π , le facteur de qualité avait été estimé à 0.06, et la puissance crête relative à 57%.

L’ajustement que nous avons proposé sur la figure 4.20 de l’impulsion ayant subi 22π de

déphasage non linéaire ne tenait pas compte des deux lobes secondaires les plus éloignés du centre de l'impulsion. Le facteur de qualité de 0.10 et la puissance crête relative de 90% déduits de cet ajustement sont alors probablement plus élevés que leur valeur réelle. Ils constituent toutefois une estimation qui peut nous permettre de conclure que le contraste de l'impulsion issue de la compression d'une impulsion mise en forme temporellement puis amplifiée est ici meilleur que celui de l'impulsion comprimée à partir d'une impulsion à profil temporel gaussien amplifiée sans mise en forme temporelle préalable.

La technique d'amplification proposée semble ainsi offrir des résultats prometteurs pour la génération d'impulsions sub-picosecondes de forte puissance crête dans des amplificateurs à base de fibres microstructurées.

4.3 Amélioration de la technique

Nous avons procédé à l'amplification d'impulsions mises en forme temporellement dans un tronçon de fibre passive à partir d'oscillateurs de durées supérieures à 15ps.

En supposant que nous disposons de réseaux capables de tenir le flux laser, les résultats conduisant à la puissance crête des impulsions finales la plus élevée correspondent aux impulsions de 27ps, initialement propagées à travers 200m de fibre passive à maintien de polarisation, puis amplifiées jusqu'à $60\mu\text{J}$ dans deux étages d'amplification composés de fibres de type LPF. Après compression, leur largeur à mi-hauteur finale est de $780 \pm 40\text{fs}$, pour un facteur de qualité proche du facteur de qualité initial.

Nous avons de cette manière démontré la faisabilité de l'amplification dans des fibres microstructurées d'impulsions mises en forme dans de la fibre passive à dispersion normale.

Les impulsions de 27ps mises en forme dans 200m de fibre présentent un nombre soliton initial de 64. Pour améliorer le contraste des impulsions comprimées il faudrait réduire ce nombre soliton, sachant qu'un profil parabolique pourrait être obtenu pour $N=2.4$.

On rappelle la définition des grandeurs suivantes :

$$L_D = \frac{T_0^2}{\beta_2}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_c} \quad \text{et} \quad N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} \quad (4.2)$$

où L_D est la longueur caractéristique de dispersion, L_{NL} la longueur caractéristique de la nonlinéarité et N est le nombre soliton.

On constate dès lors que pour réduire le nombre soliton il existe deux solutions : diminuer la longueur L_D ou augmenter la longueur L_{NL} .

Pour diminuer la longueur L_D nous ne considérons pas la possibilité de réduire la durée d'impulsion, puisque les impulsions à spectre fin sont l'objet de l'étude.

β_2 correspond au coefficient de dispersion d'ordre deux du matériau dans lequel les impulsions sont propagées, ici égal à $25 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ pour la silice à 1030nm. Une solution pour réduire le nombre soliton serait alors d'utiliser des fibres plus dispersives à 1030nm.

La longueur caractéristique de la non linéarité L_{NL} pourrait être augmentée en diminuant la puissance crête P_c des impulsions initiales, ou en diminuant le coefficient non linéaire γ donné par :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c S_m} \quad (4.3)$$

La surface de mode S_m dans la fibre est ici la grandeur la plus aisément modulable. Augmenter la taille de coeur de la fibre dans laquelle le signal est propagé permettrait de diminuer le nombre soliton.

Nous retenons donc trois méthodes pour diminuer la valeur du nombre soliton :

- Utiliser des fibres passives telle que $\beta_2 > 25 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$.
- Diminuer la puissance crête des impulsions initiales.
- Augmenter la surface de coeur de la fibre passive dans laquelle sont propagées les impulsions.

Les méthodes basées sur l'augmentation de la longueur L_{NL} présentent le risque de devoir utiliser des longueurs très conséquentes de fibre pour obtenir une mise en forme temporelle suffisante. Nous pouvons en effet rappeler le cas présenté sur la figure 4.2 de propagation d'impulsions de 15ps dans 150m de fibre passive pour différentes énergies d'entrée. Pour l'énergie d'entrée minimum de 0.23nJ le spectre de sortie mesurait 1.1nm contre 3.3nm pour une énergie d'entrée de 1.03nJ. Or, plus le spectre est étroit, moins la dispersion agit pour mettre l'impulsion en forme.

En revanche la méthode consistant à utiliser des fibres plus dispersives est intéressante, car n'impose ni d'utiliser des longueurs de fibres plus importantes, au contraire, ni de diminuer les niveaux d'énergie en entrée de fibre.

Cependant nous ne connaissons pas de fibres disponibles dans le commerce présentant une dispersion plus élevée d'au moins un ordre de grandeur à la longueur d'onde 1030nm. Cette piste pourra être approfondie par la suite.

4.4 Conclusion

Nous venons de réaliser la démonstration expérimentale d'une méthode de mise en forme temporelle d'impulsions avant amplification dans des fibres microstructurées permettant de contrôler l'apport de phase non linéaire dans l'amplificateur.

Cette méthode nous a permis de comprimer des impulsions de durée initiale 27ps à une durée d'environ 800fs, dont le contraste s'avère bien meilleur que dans le cas de la compression d'impulsions à profil temporel gaussien à spectre généré par auto-modulation de phase.

Dans cette expérience, nous avons comprimé les impulsions à partir d'un prélèvement du signal. Le taux de polarisation du signal de sortie à l'énergie maximum de $60\mu\text{J}$ est de 98.5%. Dans ces conditions, nous pouvons raisonnablement considérer que l'utilisation de réseaux capables de tenir le flux laser permettrait d'obtenir une énergie d'au moins $40\mu\text{J}$ après compression, soit une puissance crête d'environ 50MW.

Les puissances crêtes maximum atteintes dans le cadre de l'amplification directe d'impulsion picosecondes sont de l'ordre de 1MW. Un de nos objectifs, qui était d'étendre les performances de nos lasers en terme de puissance crête et de durée d'impulsion, a ainsi pu être atteint.

Par ailleurs, nous avons mis en place une méthode de gestion des effets non linéaires dans des amplificateurs à base de fibres adaptées aux impulsions initialement "longues", i.e. de durée supérieure à 15ps, qui semble présenter un potentiel à réaliser des impulsions au contraste encore amélioré.

L'utilisation d'impulsions caractérisées par un nombre soliton élevé a constitué un compromis entre l'obtention d'une forme temporelle proche d'une parabole, et le maintien d'une énergie suffisante en entrée d'amplificateur. Se placer dans les conditions optimales pour

obtenir un profil temporel parabolique à l'issue de la propagation dans un tronçon de fibre passive pourrait alors permettre d'améliorer significativement le contraste des impulsions finales.

Partir d'impulsions "longues", de durées mêmes supérieures à 50ps, semble une technique prometteuse dans la mesure où le recours à un étireur à réseaux ne serait dans ce cas plus requis, et que l'emploi de fibre passive pour réaliser la mise en forme temporelle ne présente aucune contrainte d'un point de vue matériel, que ce soit au niveau du coût du composant ou de son utilisation.

Bibliographie

- [1] L. Kuznetsova and F. W. Wise. Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification. *Opt. Lett.*, 32(18), 2007.
- [2] D. Anderson, M. Desaix, M. Lisak, and M. L. Quiroga-Teixeiro. Wave-breaking in nonlinear optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9, 1992.
- [3] C. Finot, L. Provost, P. Petropoulos, and D. J. Richardson. Parabolic pulse generation through passive nonlinear pulse reshaping in a normally dispersive two segment fiber device. *Opt. Express*, 15(3), 2007.

Conclusion et perspectives

Cette thèse a pour objectif le développement de sources laser innovantes délivrant des impulsions picosecondes de forte puissance moyenne, à l'architecture simple et robuste, afin de faciliter la fiabilisation des performances.

La réalisation de sources laser dans un contexte industriel impose la prise en compte des questions de coût et de complexité des architectures développées, qui sont usuellement moins limitantes dans le monde académique.

Traiter un même problème selon différentes approches est une démarche intéressante. Les contraintes existant dans l'industrie pour la réalisation de lasers peuvent paraître uniquement pragmatiques, mais peuvent dans certains cas soulever des questions pertinentes également d'un point de vue scientifique. Ainsi la simplification des architectures laser suppose une compréhension accrue des phénomènes, dans l'objectif de n'utiliser que le strict minimum de composants utiles au bon fonctionnement du système.

Prenons l'exemple, cité dans le chapitre 3, des modulateurs de phase et d'intensité spectrales utilisés dans les architectures CPA pour linéariser la dérive de fréquence d'impulsions étirées, ou pré-compenser les distorsions de phase spectrale dues à l'auto-modulation de phase dans les étages d'amplification [1, 2]. Ces modulateurs fonctionnent en général avec des boucles de rétroaction, supposant que l'utilisateur n'intervienne pas dans toutes les étapes de gestion de la phase spectrale des impulsions produites. L'utilisation de ce type de composant permet souvent d'obtenir des performances impressionnantes en matière de contraste des impulsions finales, mais représente en revanche un coût élevé et un contrôle moindre des paramètres du problème de la part de l'utilisateur. Dans certains cas, leur recours est cependant quasi-indispensable, et cela d'autant plus que la bande spectrale des impulsions est importante, car alors même la fonction de transfert des optiques peut induire des déformations spectrales complexes [3].

Dans le contexte de notre étude, notre approche a consisté à travailler avec des impulsions de largeur spectrale étroite. Cela présente en effet un avantage évident au niveau de la gestion de la dispersion dans les montages optiques, et nous a également semblé être un moyen simple de réaliser des sources délivrant des impulsions picosecondes de fortes puissances moyennes non basées sur un schéma d'architecture d'amplificateur à dérive de fréquence.

Ainsi nous avons tout d'abord procédé à l'amplification directe d'impulsions de durée supérieure à 15ps dans des fibres microstructurées rigides. Cette méthode nous a permis d'atteindre des puissances crêtes de l'ordre de 1MW en fonctionnement stable, et, en réalisant la génération d'harmoniques du second et troisième ordre, de donner lieu à une gamme de lasers industriels aujourd'hui commercialisés par l'entreprise.

Nous avons ensuite considéré la question de la gestion et du contrôle de l'auto-modulation de phase dans les amplificateurs à fibre. Cette question présente un intérêt général dans la problématique de l'amplification d'impulsions dans des fibres optiques, dans la mesure où même de très bas niveaux de non linéarités peuvent dans certains cas suffire à dégrader les

performances finales d'un système.

Nous avons ainsi proposé une technique de mise en forme temporelle d'impulsions avant amplification, qui permet de contrôler l'apport de phase non linéaire survenant dans les étages d'amplification.

Cette technique est basée sur la propagation d'impulsions initialement "longues", i.e. de durée supérieure à 15ps, dans des fibres passives à dispersion normale, et ce préalablement à l'amplification. Au cours de la propagation dans ces fibres passives, la dispersion et l'effet Kerr agissent conjointement pour modeler les profils temporel et spectral d'une impulsion, pouvant mener à un profil temporel parabolique, moyennant certaines conditions sur la valeur du nombre soliton et du profil temporel des impulsions initiales. Ce type de profil temporel permettra d'obtenir lors de l'amplification une dérive de fréquence par auto-modulation de phase quasi-linéaire. Le choix du nombre soliton initial des impulsions, qui passe par le choix de l'énergie des impulsions initiales, de leur durée, et des caractéristiques de la fibre passive dans laquelle sont propagées les impulsions, permet alors de déterminer à l'avance la forme de la phase spectrale qui sera accumulée par auto-modulation de phase dans l'amplificateur.

De cette façon l'impact des effets non linéaires sur la phase spectrale d'impulsions se propageant dans une fibre amplificatrice peut être parfaitement maîtrisé.

Par ailleurs lors de la propagation dans la fibre passive, une quantité significative d'intégrale B est accumulée, mais grâce à la dispersion la dérive de fréquence engendrée est quasi-linéaire. Cela constitue un avantage supplémentaire dans le cas où l'on souhaite comprimer les impulsions, et la méthode proposée peut permettre de produire des impulsions sub-picosecondes amplifiées avec un bon contraste.

La démarche est ici radicalement différente de celle conduite dans les amplificateurs à dérive de fréquence : dans ce type d'architecture, on étire les impulsions pour éviter l'endommagement du milieu amplificateur et s'affranchir de tous effets non linéaires. Dans notre cas nous accumulons des effets non linéaires avant l'amplification, qui, associés à l'action de dispersion normale, permettent d'obtenir une forme temporelle autorisant le contrôle de la phase spectrale apportée pendant l'amplification. Nous sommes alors en mesure d'obtenir des impulsions comprimées après amplification de bon contraste, comparables à des impulsions produites par une architecture CPA classique basée sur des fibres microstructurées. De plus, la question de l'endommagement n'est pas critique car les impulsions initiales sont déjà "longues".

Enfin, les impulsions mises en forme temporellement peuvent être amplifiées sans déformation. Nous travaillons sous les régimes d'extraction, ce qui suppose que les impulsions ne soient pas déformées par saturation du gain d'une part, et d'autre part, les largeurs spectrales étroites en jeu dans notre étude permettent de ne pas être limités par la bande spectrale finie du gain. Cette dernière induit classiquement une asymétrisation du spectre des impulsions dans le cas de l'amplification parabolique d'impulsions femtosecondes. En l'absence de compensation de ce phénomène par un autre moyen, cela peut se traduire par une dégradation notable du contraste des impulsions finales.

Dans notre cas, la conservation du profil temporel des impulsions au cours de l'amplification a été démontrée expérimentalement, et permet de maîtriser l'apport de phase non linéaire durant toute la phase d'amplification.

Dans notre étude nous avons travaillé avec des nombres solitons élevés, afin de conserver des niveaux d'énergie suffisants en sortie de fibre passive, et ainsi réaliser l'amplification des impulsions sur la base des dimensionnements effectués dans le cadre de l'amplification directe. Dans ces conditions, la forme temporelle obtenue à l'issue de la propagation passive n'est

pas parfaitement parabolique, et l'auto-modulation de phase consécutive dans l'amplificateur induit une phase spectrale non parfaitement quadratique.

La suite logique de ce travail est alors d'explorer les possibilités d'amélioration du contraste des impulsions finales en utilisant des nombres solitons initiaux plus faibles, sachant que le profil temporel le plus proche d'un profil parabolique peut être obtenu pour un nombre soliton de 2.4 après une distance de propagation égale à $0.4L_D$ [4]. Des pistes ont été proposées dans la partie 4.3 du chapitre 4 pour donner des moyens technologiques de diminuer le nombre soliton partant d'impulsions de durée supérieure à 15ps.

Il serait également intéressant de reproduire la démarche de mise en forme temporelle dans des fibres passives en utilisant des impulsions initiales encore plus longues, de durée de l'ordre de 100ps. Cela permettrait d'augmenter les niveaux d'énergie accessibles en sortie d'amplificateur grâce à un seuil d'endommagement en fluence plus important pour cette durée d'impulsion.

Enfin, la génération d'impulsions paraboliques par propagation auto-similaire en présence de dispersion normale, de non linéarités et de gain pour des impulsions de durée initiale supérieure à 15ps pourrait être envisagée. Un amplificateur parabolique serait utilisé pour faire converger des impulsions de durée supérieure à 15ps à profil temporel initialement gaussien vers un profil temporel parabolique asymptotique, et dans un second temps ces impulsions seraient fortement amplifiées dans des amplificateurs à fibres barreaux, dans un régime caractérisé par de fortes non linéarités et une dispersion négligeable.

Nous avons proposé une technique d'amplification qui ouvre la voie à la réalisation de lasers délivrant des impulsions sub-picosecondes de forte puissance moyenne, et à l'architecture épurée.

Cette technique présente le potentiel de pouvoir étendre les performances d'un laser picoseconde au moyen de peu de composants supplémentaires, et possède ainsi un avenir industriel certain.

La réalisation de sources laser délivrant des impulsions picosecondes de forte puissance moyenne présente un intérêt grandissant dans le domaine des procédés industriels, où l'augmentation des cadences de production nécessite la gestion de taux de répétition laser toujours plus élevés.

Citons l'exemple des technologies de scanners utilisés pour diriger et focaliser un faisceau laser sur un substrat à traiter. A l'heure actuelle, ces outils fonctionnent avec des vitesses de balayage de l'ordre de 10m.s^{-1} . Si l'on souhaite réaliser des impacts espacés de $50\mu\text{m}$ à l'aide d'un tel scanner, un taux de répétition maximum de 200kHz pourra être utilisé. De nouveaux scanners, basés sur des modulateurs acousto-optiques ou des miroirs polygonaux, sont en train de voir le jour, et pourraient permettre d'atteindre des vitesses de balayage avoisinant les 100m.s^{-1} dans certaines conditions d'utilisation : des cadences de l'ordre du MHz seraient alors exploitables.

Les sources laser de forte puissance moyenne constituent une technologie d'avenir pour ce type d'application. Les caractéristiques de l'amplification dans des fibres optiques dopées à large aire modale répondent aux critères requis pour entrer dans cette gamme de performances, notamment grâce à la géométrie particulière des fibres optiques qui favorise la gestion et l'évacuation de la charge thermique, importante dès lors que l'on travaille à haut taux de répétition.

L'étude et la maîtrise des phénomènes caractérisant l'amplification dans les fibres optiques est essentielle pour développer des sources laser fiables, et est loin d'être achevée. La gestion des effets non linéaires est cruciale dans ce type de milieu amplificateur, notamment car la

taille du mode guidé ne peut pas à l'heure actuelle être augmentée au-delà d'environ cent fois la longueur d'onde. Les nouvelles générations de fibres optiques et les besoins grandissants pour des lasers à haute puissance moyenne offrent un avenir prometteur à la technologie des lasers et amplificateurs fibrés, aussi bien dans le monde académique qu'industriel.

Bibliographie

- [1] F. He, H. S. S. Hung, J. H. V. Price, N. K. Daga, N. Naz, J. Prawiharjo, D. C. Hanna, D. P. Shepherd, D. J. Richardson, J. W. Dawson, C. W. Siders, and C. P. J. Barty. High energy femtosecond fiber chirped pulse amplification system with adaptive phase control. *Opt. Express*, 16(8), 2008.
- [2] D. N. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, J. Limpert, and A. Tünnermann. Control of the optical Kerr effect in chirped-pulse-amplification systems using model-based phase shaping. *Opt. Lett.*, 34(24), 2009.
- [3] J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, S. Düsterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, J. Rossbach, and A. Tünnermann. High average and peak power few-cycle laser pulses delivered by fiber pumped OPCPA system. *Opt. Express*, 18(12), 2010.
- [4] C. Finot, L. Provost, P. Petropoulos, and D. J. Richardson. Parabolic pulse generation through passive nonlinear pulse reshaping in a normally dispersive two segment fiber device. *Opt. Express*, 15(3), 2007.

Annexes

Annexe A

Autocorrélateur et Cross-corrélateur

A.1 Principe

Le temps de réponse d'un instrument de mesure électronique tel qu'une photodiode associée à un oscilloscope rapide est au mieux de l'ordre de grandeur de la dizaine de picosecondes. Le recours à une corrélation optique est la solution la plus répandue pour résoudre temporellement des impulsions dont la durée est inférieure à 10ps.

Pour caractériser une impulsion dont le profil temporel est noté I , il faudrait idéalement utiliser une impulsion de durée beaucoup plus courte dont le profil I_r serait connu et servirait de référence. La méthode standard consiste à croiser ces deux impulsions dans un cristal non linéaire de susceptibilité d'ordre deux $\chi^{(2)}$ non nulle, dans notre cas BBO ou KTP, puis de mesurer le signal de cross-corrélation résultant à l'aide d'un détecteur optique. Le retard d'une impulsion par rapport à l'autre est généralement contrôlé au moyen d'une platine de translation motorisée, et l'acquisition du signal de cross-corrélation est synchronisée par rapport à ce déplacement.

L'expression analytique du signal de cross-corrélation temporelle entre deux impulsions d'intensité I et I_r s'écrit :

$$A_{Xco}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I_r(t - \tau)dt \quad (\text{A.1})$$

Dans le domaine de Fourier la cross-corrélation devient :

$$\tilde{A}_{Xco}(\omega) = \tilde{I}_r(\omega)\tilde{I}_r^*(\omega) \quad (\text{A.2})$$

La forme de l'impulsion I est alors donnée par :

$$I(t) = TF^{-1} \left[\text{conj} \left(\frac{\tilde{A}_{Xco}(\omega)}{\tilde{I}_r^*(\omega)} \right) \right] \quad (\text{A.3})$$

où *conj* dénote le complexe conjugué.

En pratique le signal doublé par le cristal non linéaire est proportionnel à la valeur de la cross-corrélation qui dépend, elle, du retard τ entre les deux impulsions. Ainsi la variable temps est reportée sur la variable espace contrôlée par la platine de translation, ce qui autorise l'acquisition du signal de cross-corrélation par un détecteur lent.

Remarquons que dans le cas où l'impulsion de référence I_r est très courte devant l'impulsion à mesurer I l'on peut faire l'approximation qu'elle équivaut à une fonction Dirac qui est le

neutre du produit de convolution. Dans ce cas la mesure de la cross-corrélation renseigne directement sur le profil temporel de l'impulsion que l'on souhaite mesurer.

Dans la plupart des situations cependant l'utilisateur ne peut avoir accès à une impulsion de durée beaucoup plus courte que l'impulsion qu'il souhaite caractériser. Dans ce cas il procède généralement à la mesure de l'autocorrélation de l'impulsion avec elle-même : l'impulsion est divisée en deux répliques dont l'une est décalée temporellement par rapport à l'autre au moyen d'une ligne à retard variable, puis les deux impulsions sont croisées dans un cristal non linéaire.

Le signal d'autocorrélation s'écrit alors :

$$A_{Aco}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (\text{A.4})$$

Le profil temporel I ne peut être obtenu directement avec cette méthode et impose de faire une hypothèse sur la forme de l'impulsion. Ainsi l'utilisateur qui suppose que l'impulsion possède un profil gaussien va générer un signal d'autocorrélation numérique et comparer au signal réel jusqu'à obtenir le meilleur ajustement. Les profils d'impulsion usuels sont de type gaussien, sécante hyperbolique, ou lorentzien comme indiqué dans le paragraphe 1.2.2.1 du chapitre 1.

Une limitation importante de ce type de mesure est l'impossibilité d'apprécier une asymétrie temporelle de l'impulsion compte tenu du fait qu'un signal d'autocorrélation est toujours symétrique.

Des méthodes de mesure plus sophistiquées que sont les traces FROG permettent en revanche de caractériser complètement l'impulsion au moyen d'un algorithme de calcul complexe mis au point par Rick Trebino. On pourrait obtenir ici une trace SHG FROG en réalisant l'acquisition du spectre doublé par le cristal non linéaire à la place de l'intensité temporelle. Nous n'avons néanmoins pas jugé indispensable dans le cadre de notre étude d'utiliser l'outil FROG pour caractériser nos impulsions comprimées, principalement car nous avons été en mesure dans la plupart des cas de caractériser le profil temporel des impulsions avant compression ainsi que leur spectre, ce qui nous a permis de réaliser des ajustements numériques fidèles et ainsi de reconstruire numériquement la phase.

A.2 Montage

Dans le cadre de nos expériences, nous avons choisi de monter un cross-corrélateur et un autocorrélateur en parallèle. Cela nous permet de caractériser à la fois les impulsions mises en forme temporellement grâce à la mesure de cross-corrélation, ainsi que les impulsions comprimées avant et/ou après l'amplificateur.

Ci-dessous nous donnons le schéma de cet instrument de mesure :

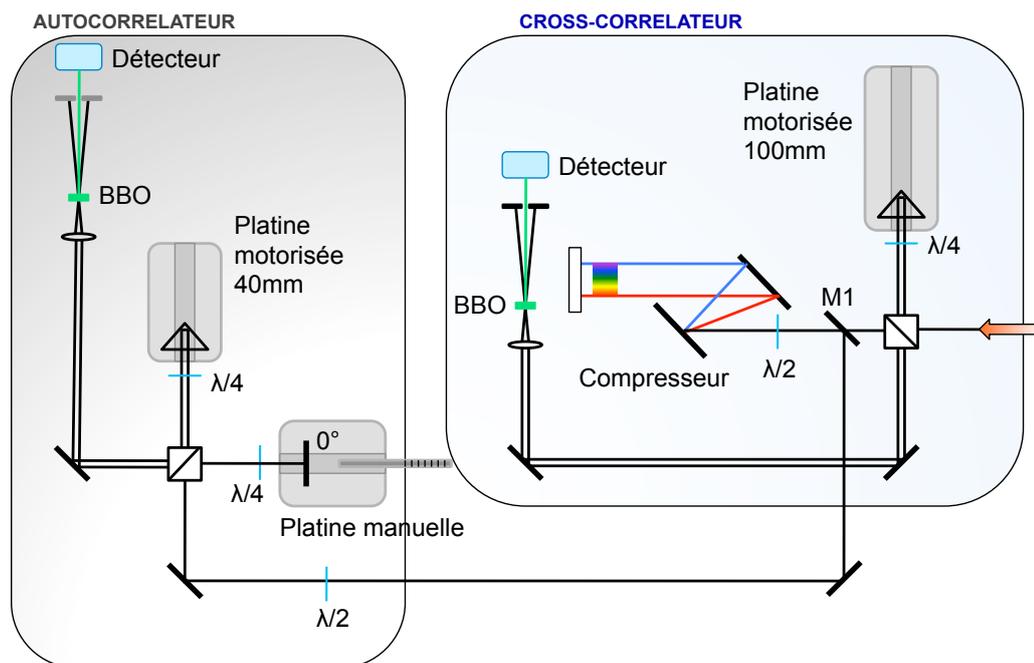


FIGURE A.1 – Schéma de l'autocorrélateur et du cross-corrélateur.

Dans le compresseur le faisceau est déplacé en hauteur à l'aide d'un dièdre. La lame demi-onde est placée au niveau du faisceau incident, le faisceau sortant ne la traverse pas.

Le miroir M1 est amovible. Lorsqu'il est en place le signal de sortie du compresseur est orienté vers l'autocorrélateur. Cela permet de régler le compresseur pour que l'impulsion qui servira de référence dans la cross-corrélation soit la plus courte possible, et également bien sûr de caractériser les impulsions comprimées. En retirant le miroir M1 la mesure de cross-corrélation peut être faite.

La platine manuelle de l'autocorrélateur est utilisée pour étalonner la mesure, cela sera détaillé dans la suite. La platine motorisée utilisée pour l'autocorrélateur possède une course de 40mm alors que celle du cross-corrélateur une course de 100mm.

Enfin, le cristal doubleur est un cristal de BBO, utilisé en configuration non colinéaire et réalisant un accord de phase de type II. L'acceptance spectrale de ce cristal est de 1.1nm.cm, et son épaisseur de 1mm. Il peut alors doubler des signaux sur une bande spectrale de 11nm. Nos impulsions présentent des largeurs spectrales inférieures à 5nm, qui ne constituent donc pas une limitation à la mesure.

Ci-dessous nous montrons une photographie du montage réel :

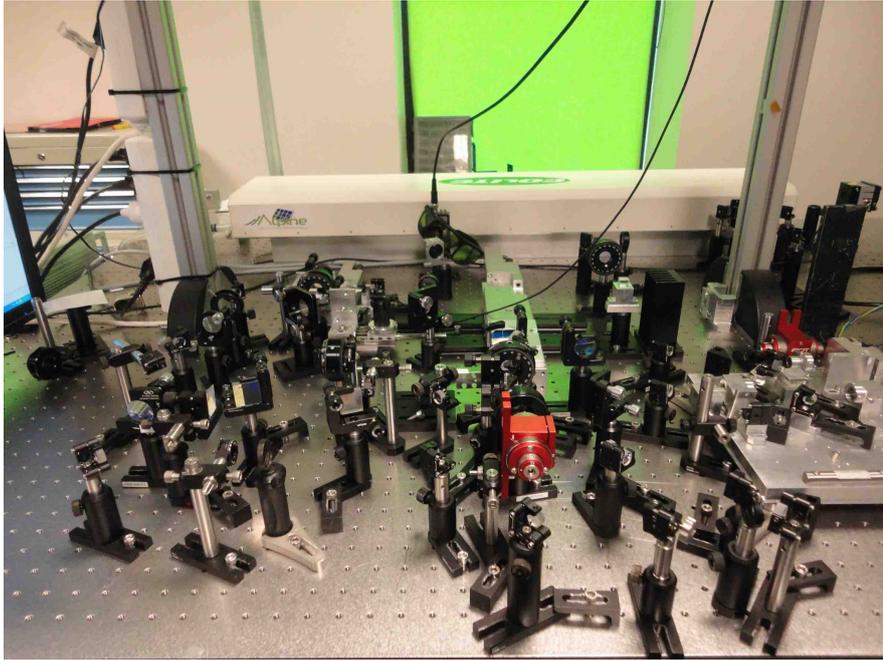


FIGURE A.2 – Autocorrélateur et cross-corrélateur réels.

A.3 Etalonnage

Nous avons étalonné le cross-corrélateur et l'autocorrélateur indépendamment. La mesure d'incertitude est propre à chaque appareil qui n'utilise pas la même platine de translation motorisée.

A.3.1 Cross-corrélateur

Pour caractériser le cross-corrélateur nous avons effectué l'autocorrélation d'impulsions de 15ps en remplaçant le compresseur par un miroir à 0° placé sur une platine de translation manuelle. Nous avons réalisé 15 acquisitions en déplaçant entre chacune la platine manuelle de $500\mu\text{m}$. Ci-dessous sont représentées les 15 mesures d'autocorrélation effectuées. L'unité de l'axe des abscisses correspond au nombre de points enregistrés par l'oscilloscope.

On mesure l'écart δ entre chaque impulsion consécutive, exprimé en nombre de points. On détermine la moyenne et l'écart-type de l'échantillon des 14 mesures d'écart dont nous disposons :

$$\langle \delta \rangle = 256.2 \quad (\text{A.5})$$

$$\sigma = 3.0 \quad (\text{A.6})$$

On considère que l'incertitude de mesure s'élève à trois écarts-type : $\delta = \langle \delta \rangle \pm 3\sigma$. Cela mène à :

$$\delta = 256 \pm 9 \quad (\text{A.7})$$

Chaque mesure correspond à un déplacement de $500\mu\text{m}$ de la platine de translation manuelle. L'impulsion parcourt donc 1mm de trajet supplémentaire après chaque déplacement de platine. On note d cette distance et c la vitesse de la lumière dans l'air.

La pas de temps Δt correspondant au temps écoulé entre deux points d'échantillonnage de l'oscilloscope s'élève alors à :

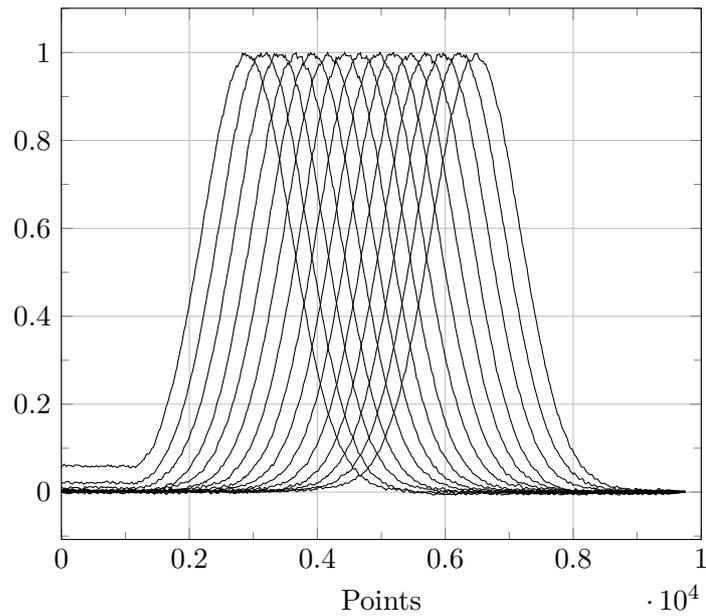


FIGURE A.3 – Calibration du cross-corrélateur.

$$dt = \frac{d}{c\delta} \quad (\text{A.8})$$

et l'erreur commise sur cet intervalle dt vaut :

$$\Delta(dt) = \frac{3\sigma d}{c\delta^2} \quad (\text{A.9})$$

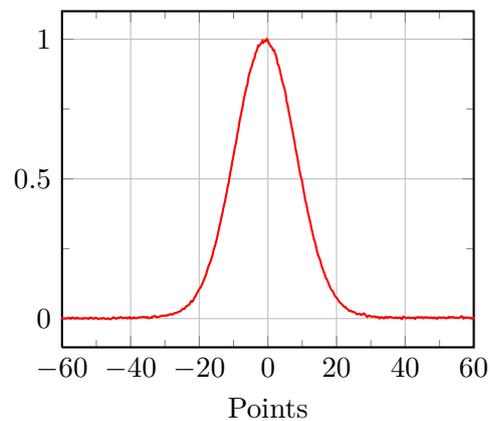
Ainsi :

$$dt + \Delta(dt) = 13.0 \pm 0.5 fs \quad (\text{A.10})$$

Notre incertitude porte sur le pas temporel dt , ce qui signifie que plus nous mesurerons des impulsions longues, plus l'incertitude sera élevée.

Dans le cas présent de l'autocorrélation d'une impulsion de 15ps nous obtenons :

$$\text{FWHM} = 21.0 \pm 0.8 \text{ ps}$$



A.3.2 Autocorrélateur

Nous reprenons la même procédure pour caractériser l'autocorrélateur. On utilise une impulsion comprimée pour réaliser l'étalonnage. On enregistre 15 acquisitions, entre chacune la platine manuelle est déplacée de $500\mu\text{m}$.

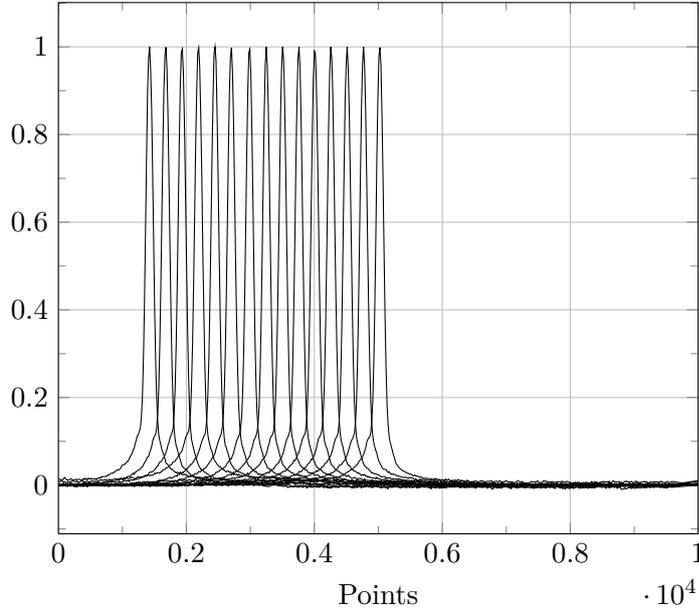


FIGURE A.4 – Calibration de l'autocorrélateur.

La moyenne et l'écart-type des écarts δ entre chaque impulsion exprimés en nombre de points sont :

$$\langle \delta \rangle = 254.9 \quad (\text{A.11})$$

$$\sigma = 3.1 \quad (\text{A.12})$$

Comme précédemment l'incertitude est fixée à trois écarts-type, ce qui mène à :

$$\delta = 254 \pm 10 \quad (\text{A.13})$$

En convertissant en unité de temps, nous obtenons le pas d'échantillonnage dt :

$$dt + \Delta(dt) = 13.1 \pm 0.6 \text{ fs} \quad (\text{A.14})$$

Ainsi nous obtenons :

| | Pas temporel dt |
|-------------------|---------------------------|
| Autocorrélateur | $13.1 \pm 0.6 \text{ fs}$ |
| Cross-corrélateur | $13.0 \pm 0.5 \text{ fs}$ |

TABLE A.1 – Résultats de la calibration de l'autocorrélateur et du cross-corrélateur.