



HAL
open science

Développement d'une source laser ultra-brève, stabilisée en phase et à haut contraste, pour l'optique relativiste haute cadence

A. Ricci

► **To cite this version:**

A. Ricci. Développement d'une source laser ultra-brève, stabilisée en phase et à haut contraste, pour l'optique relativiste haute cadence. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2013. Français. NNT: . pastel-00841459

HAL Id: pastel-00841459

<https://pastel.hal.science/pastel-00841459>

Submitted on 4 Jul 2013

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

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

Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Lasers et matière

par

Aurélien Ricci

Développement d'une source laser ultra-brève, stabilisée en phase et à haut contraste, pour l'optique relativiste haute cadence

Soutenue publiquement le 05 Juin 2013 devant le jury composé de :

Prof. Manuel Joffre	LOB, Ecole Polytechnique	Président
Dr. Patrick Georges	IOGS, Palaiseau	Examinateur
Prof. Charles Durfee	CSM, Colorado (USA)	Rapporteur
Prof. Eric Cormier	CELIA, Bordeaux	Rapporteur
M. Christophe Simon-Boisson	TOSA, Elancourt	Directeur de thèse
Dr. Rodrigo Lopez-Martens	LOA, Palaiseau	Directeur de thèse

*Thèse préparée au Laboratoire d'Optique Appliquée UMR 7639
ENSTA ParisTech - Ecole Polytechnique - CNRS
En collaboration avec Thales Optronique S.A.*



THALES

Table des matières

Remerciements	5
1 Introduction	6
1.1 Contexte général	6
1.2 Plan de thèse	8
2 Source laser de quelques cycles optiques à 1 kHz pour l'interaction laser-plasma en régime non-relativiste	12
2.1 Introduction : naissance de la Salle Noire	12
2.2 Définitions pour les impulsions ultra-courtes	13
2.2.1 Champ électrique, durée et phase absolue (CEP)	13
2.2.2 Dispersion et phase spectrale	15
2.2.3 Contraste temporel	15
2.3 Chaîne laser de première génération	17
2.4 Génération d'harmoniques sur cible solide en régime sous-relativiste	21
2.5 Conclusion	22
3 Amélioration du contraste : Théorie et modélisation de l'effet XPW	29
3.1 Introduction	29
3.2 Techniques pour l'amélioration du contraste temporel	30
3.3 Etat de l'art et bases de la technique XPW	33
3.3.1 Etat de l'art	34
3.3.2 Bases théoriques	35
3.3.3 Longueurs caractéristiques	36
3.4 Théorie et modélisations 1D et 3D	38
3.4.1 Equation vectorielle de propagation d'ondes couplées	38
3.4.2 Modélisation numérique 1D à l'aide de Matlab	39
3.4.3 Modélisation numérique 3D avec CommodPro	50
3.5 Conclusion	59

4	Génération et filtrage d'impulsions ultracourtes par effet XPW	68
4.1	Introduction	68
4.2	XPW à très haut rendement pour la production d'impulsions ultracourtes	68
4.2.1	XPW haute efficacité : sur-élargissement spectral et effets de phase en régime de saturation	68
4.2.2	Couplage spatio-temporel de l'impulsion XPW	75
4.2.3	Blueshift : résultats préliminaires et perspectives	80
4.3	Filtrage XPW d'impulsions de quelques cycles optiques	82
4.3.1	Influence du chirp: détermination de la compression optimale	82
4.3.2	Diagnostic in-situ de la compression	85
4.3.3	Influence de la longueur de cristal	87
4.3.4	Effets dominants du mécanisme de filtrage	88
4.4	Conclusion	90
5	XPW : Applications expérimentales	92
5.1	Introduction	94
5.2	Injecteur laser à très haut contraste	94
5.2.1	Implémentation d'un injecteur haute-fidélité à 800 nm pour le front-end OPCPA ultra-court à très haut contraste temporel du laser APOLLON	95
5.2.2	Génération d'impulsions de quelques cycles optiques à 2 μm parXPW à l'ICFO-Barcelone	99
5.2.3	Schéma XPW à deux cristaux dans le front-end de la chaîne laser PetaWatt "BELLA" du LBNL	110
5.3	Schéma XPW haute énergie et haut rendement	112
5.3.1	Description du montage	112
5.3.2	Résultats	114
5.4	Conclusion	121
6	Source laser ultra-courte très haut contraste au kHz pour l'interaction laser-plasma en régime relativiste	126
6.1	Objectifs et architecture de la chaîne	126
6.2	Front-end commercial	128
6.3	Implémentation du filtre XPW haute-énergie	130
6.4	Étirement-Compression	133
6.4.1	Choix des grismes	134
6.4.2	Principe et design des grismes	136
6.4.3	Démonstration de principe des grismes au niveau millijoule	139
6.4.4	Étirement - compression par grismes à haute énergie	143
6.5	Double-CPA pour l'amplification des impulsions au niveau 10 mJ	146

6.5.1	Etage de ré-amplification "booster" multi-mJ	146
6.5.2	Amplificateur de puissance 3 passages	148
6.6	Performances de la chaine laser	148
6.7	Conclusion	150
7	Conclusions et perspectives	155
7.1	Principaux résultats et développements de la thèse	155
7.2	Evolution de la Salle Noire	156
A	Publications scientifiques	158
A.1	Publications dans des revues	158
A.2	Présentations lors de conférences	159

Remerciements

Mes pensées vont tout d'abord aux personnes qui ont orienté ce parcours de thèse : Rodrigo Lopez-Martens, mon directeur de thèse, et Aurélie Jullien, mon encadrante. Je remercie Rod en particulier pour les opportunités qu'il m'a données tout au long de la thèse de travailler avec de nombreux collaborateurs en France et à l'étranger. J'exprime ma plus profonde gratitude à Aurélie grâce à qui j'ai pu maîtriser l'XPW d'une part, et développer la Salle Noire dans la bonne humeur d'autre part. J'adresse ensuite mes chaleureux remerciements aux autres membres du groupe PCO, passés et présents : Antonin Borot et Arnaud Malvache, les "harmonicistes" de la Salle Noire, auxquels s'est ajouté un temps Jonathan Wheeler. Un grand merci aussi à Xiaowei Chen et ses doigts de fée pour tout ce que le laser a de plus subtil, Brigitte Mercier pour la maîtrise de la puissance de calcul de Miro et CommodPro, Jean-Philippe Rousseau pour l'expérience, les astuces, les nombreux coups de main et les quelques coups de gueule (!) et Olivier Albert, le sage, la force tranquille de PCO.

Merci également à toutes les personnes du LOA pour les bonnes ondes. Que ce soient les membres des autres groupes de recherche ou les personnels des services généraux, de "la méca" et de "la cellule", l'ambiance chaleureuse du LOA donne un contexte exceptionnel à la poursuite d'une thèse. Je souhaite remercier tout particulièrement Antoine Rouse pour m'avoir cordialement accueilli dans son laboratoire. Enfin, mention spéciale aux secrétaires pour leur soutien indéfectible à chaque changement de contrat!

Je tiens ensuite à faire part de toute ma reconnaissance à Christophe Simon-Boisson et l'Unité Solutions Laser pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse en collaboration avec la "maison" Thales Optronique. Avoir contribué au succès de BELLA en y apportant l'XPW fut un élément marquant de la thèse dont je suis très fier. Je remercie enfin tous les collaborateurs académiques avec qui j'ai pu travailler pendant ces trois années, de l'IOGS à l'ICFO en passant par l'Imperial College, sans non plus oublier Fastlite, et en particulier Nicolas Forget pour son esprit créatif et son dynamisme. Merci également à François Nesa d'Oxalis-Laser de m'avoir permis d'utiliser le code CommodPro en y greffant l'XPW, greffe réussie semble-t-il!

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte général

En 2010, alors que je commençais ma thèse, la communauté laser fêtait les 50 ans du laser, *l'amplification de la lumière par émission stimulée de rayonnement*. Depuis la première mise en évidence par T.H. Maiman en 1960 [1], le laser a parcouru un chemin immense tout au long duquel il a vu ses caractéristiques se diversifier et ses applications s'étendre à de plus en plus de domaines. Plutôt que de citer une longue liste d'exemples pour convaincre les plus sceptiques de l'omniprésence de la technologie laser aujourd'hui, j'ai décidé de n'en choisir qu'un, très récent, celui du robot Curiosity [2–4], premier véritable géologue martien, dont le laboratoire embarqué ChemCam est équipé d'un laser (co-développé par Thales Optronique, l'Institut de recherche en astrophysique et planétologie à Toulouse, le Centre National d'Etudes Spatiales, le Los Alamos National Laboratory au Nouveau-Mexique et la NASA) permettant l'analyse spectrale des roches à l'aide de la technique de spectroscopie par claquage laser (ou *LIBS* pour *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*).

Parmi les nombreuses thématiques de recherche liées au laser, le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) concentre son activité sur le développement de sources ultra-courtes et ultra-intenses pour les applications d'interaction laser-matière. Parmi celles-ci, on peut citer l'accélération de particules (électrons, protons), la réalisation de sources secondaires de rayonnement (X, gamma), l'étude résolue en temps de phénomènes biologiques ou chimiques ultra-rapides ainsi que la génération d'harmoniques d'ordres élevés dans les gaz ou dans les plasmas surdenses (cible solide). La recherche du groupe Physique du Cycle Optique (PCO), orchestrée par Rodrigo Lopez-Martens, se positionne sur cette dernière thématique.

Ma thèse a été réalisée en collaboration avec la société Thales Optronique S.A. (TOSA), division de Thales basée à Elancourt, dans le cadre d'une allocation de recherche CIFRE. Lors de mon arrivée à PCO, la source laser à 800 nm, construite par Alexandre Trisorio, Lorenzo Canova et Xiaowei Chen, délivrait des impulsions de 5 fs, 1 mJ à 1 kHz avec un contraste temporel incohérent de 10^7 à 10^8 et stabilisées en phase CEP à 200 mrad rms (CEP pour *Carrier-Envelope Phase*). La très haute fidélité de cette source a permis d'obtenir d'excellents résultats de génération d'harmoniques sur cible solide dans le régime non-relativiste de l'émission cohérente de sillage, ou CWE pour *Coherent Wake-Emission*, grâce au travail d'Antonin Borot, Arnaud Malvache et Jonathan Wheeler. La cadence kHz, bien qu'elle puisse être problématique en raison des effets thermiques qu'elle engendre, notamment dans les étages d'amplification, se révèle être la meilleure alliée de l'expérimentateur tant elle permet l'acquisition rapide d'un grand nombre de données. Cette cadence permet aussi et surtout d'envisager des applications avec des sources de lumières secondaires de haute puissance moyenne. Les impulsions de durée proche du cycle optique focalisées sur une tache focale de $1,6 \mu\text{m}$ ont permis d'atteindre des intensités sur cible de l'ordre de quelques 10^{17} W/cm^2 . A ces niveaux d'intensité, le contraste temporel du laser sur des échelles de temps allant de la nanoseconde (contraste incohérent) à quelques picosecondes (contraste cohérent) devient un facteur limitant pour l'interaction car il engendre l'ionisation de la cible avant l'arrivée de l'impulsion.

Le projet auquel j'ai participé durant ma thèse se proposait de résoudre deux problématiques afin de pouvoir étendre l'étude à la génération d'harmoniques sur cible solide dans le régime relativiste du miroir oscillant, ou ROM pour *Relativistic Oscillating Mirror*. Ce processus nécessitant des intensités sur cible supérieures aux CWE ($I \gg 10^{18} \text{ W/cm}^2$), un **gain en intensité d'un facteur 10 à 100** est requis pour l'observation de la génération d'harmoniques ROM efficaces. Ceci constitue le premier défi de la Salle Noire. Pour le relever, on se propose d'obtenir ce facteur en cumulant les bénéfices apportés par une source laser plus courte et plus énergétique et une focalisation sur cible plus forte.

Cependant, afin de pouvoir utiliser tout le potentiel de ces nouvelles impulsions et de la plus forte focalisation, se pose à nouveau le problème du contraste temporel. Ceci constitue la deuxième problématique de ma thèse. l'objectif est donc d'**améliorer le contraste temporel d'au moins deux ordres de grandeur**. Le choix s'est orienté vers la technique de génération de polarisation croisée, ou XPW pour *Cross-Polarized Wave* qu'Olivier Albert et Aurélie Jullien, également membres du groupe PCO, connaissent parfaitement et qui avait déjà fait ses preuves sur d'autres installations laser.

Lors d'une précédente thèse CIFRE avec TOSA, Aurélie avait déjà étudié de

nombreux aspects de la technique ainsi qu'un schéma d'implantation à deux cristaux co-breveté avec TOSA, témoignant de l'intérêt de l'industriel pour les problématiques liées au contraste des chaînes laser femtosecondes. Ceci a fait l'objet d'un transfert de technologie auquel j'ai contribué dans le cadre de la thèse et qui a notamment permis l'implantation d'un filtre XPW à deux cristaux sur le système BELLA, première chaîne PetaWatt ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) commerciale du genre (taux de répétition de 1 Hz, impulsion de durée 30 fs), livrée à l'été 2012 au Lawrence Berkeley National Laboratory de l'université de Berkeley en Californie. Cet exemple, avec bien d'autres, consacre la technique XPW comme moyen phare d'amélioration du contraste.

L'XPW permet en effet à la fois l'amélioration du contraste ASE (pour *Amplified Spontaneous Emission* ou, en français, émission spontanée amplifiée) de manière illimitée en théorie et l'amélioration du profil temporel du front de montée de l'impulsion, favorisant ainsi le contrôle de l'interaction. Cependant, les réalisations pratiques disponibles au début de la thèse n'étaient pas satisfaisantes pour une incorporation dans notre chaîne. On a en particulier recherché un schéma permettant d'utiliser le filtre à des niveaux d'énergie supérieurs au millijoule avec une grande efficacité de conversion tout en conservant au mieux la stabilité du laser d'entrée. C'est pourquoi une grande partie de la thèse a été consacrée à l'étude de l'effet XPW et a, entre autre, permis de mettre au point et de caractériser un nouveau schéma XPW à un ou deux cristaux avec filtrage spatial par fibre creuse, adapté aux hautes énergies.

1.2 Plan de thèse

La première partie de ce manuscrit (Chapitre 2) est consacrée à l'état de la Salle Noire lors de mon arrivée et les premiers résultats expérimentaux de génération d'harmoniques sur cible solide y ayant vu le jour. Je profite de cette partie pour introduire la définition des principales grandeurs physiques utilisées dans ce mémoire ainsi que les grands principes des lasers femtosecondes (de l'oscillateur à blocage de modes à l'amplification à dérive de fréquence ou CPA, pour *Chirped Pulse Amplification*), puis les techniques utilisées dans notre chaîne pour obtenir des impulsions de 1 mJ, 5 fs à 800 nm, kHz, stabilisées en CEP et à haut contraste: fibre creuse remplie d'un gaz rare, interféromètre f-2f pour la stabilisation de la CEP. Je présente ensuite succinctement les premiers grands résultats de génération d'harmoniques sur cible solide obtenus en Salle Noire et dont le détail peut être consulté dans les thèses d'Antonin et Arnaud. La partie s'achève sur les deux principales limites de la chaîne évoquées ci-dessus, à savoir le contraste temporel et l'intensité sur cible par impulsion. Les réponses à ces deux problématiques sont

apportées dans les parties suivantes.

La deuxième grande partie du mémoire est constituée des chapitres 3, 4 et 5 qui retracent mes recherches et résultats sur la technique XPW.

Le chapitre 3 pose les bases de la problématique du contraste dans les chaînes laser femtosecondes actuelles et explicite les raisons qui nous ont poussé à choisir l'XPW. Je présente ensuite les fondements théoriques de la technique à partir desquels deux modèles de simulation numérique, 1D et 3D, ont été développés et validés dans le but de compléter la compréhension du phénomène.

Le chapitre 4 s'attache à la caractérisation de l'XPW dans les régimes extrêmes. Il adresse tour à tour le cas des très hauts rendements de conversion XPW et le cas d'impulsions de quelques cycles optiques. Il est le fruit des résultats théoriques issus des modèles présentés et des expériences menées tout au long de la thèse sur différentes chaînes laser. Il adresse successivement les questions des conditions de la génération d'impulsions de quelques cycles grâce à l'XPW et du filtrage temporel de telles impulsions par l'XPW.

Le chapitre 5 regroupe l'ensemble des schémas XPW réalisés au cours de la thèse sur différentes installations laser. D'une part, l'XPW a été utilisé pour fournir des impulsions de grande qualité temporelle dans des injecteurs de chaîne laser de puissance. D'autre part, le setup XPW avec filtrage spatial par fibre creuse a permis d'obtenir un outil versatile en termes d'énergies d'entrée, pouvant servir pour le filtrage d'impulsions de plusieurs millijoules et leur compression temporelle d'un facteur supérieur à deux.

La troisième partie (Chapitre 6) répond à la problématique de l'augmentation de l'énergie dans la chaîne et s'approprie le schéma XPW avec filtrage par fibre creuse. L'ossature de la chaîne s'appuie sur le schéma à double CPA, véritable colonne vertébrale de la nouvelle architecture laser. J'explique comment se sont orientés nos choix pour les divers éléments qui le composent. Je présente d'abord le nouveau schéma de l'injecteur à très haut contraste grâce au filtre XPW. Puis je détaille le schéma sur l'étirement et la compression des impulsions pour le deuxième CPA. Ce travail a été l'occasion de développer un nouveau design de grismes (*Gratings + prISMS*) permettant la compensation de la phase spectrale d'un étireur massif ("bulk") et l'obtention de facteurs d'étirement supérieurs d'un ordre de grandeur à ceux disponibles dans les systèmes commerciaux kHz à CEP stabilisée de Femtolasers GmbH. Ainsi les impulsions peuvent être ré-amplifiées par un amplificateur multi-passages "booster" à très fort gain (facteur 100) suivi d'un étage de "puissance" en trois passages avec lequel on vise des impulsions de 10 mJ, 20 fs après compression, tirant ainsi partie de l'élargissement spectral que

l'effet XPW génère.

La dernière partie (Chapitre 7) permet de résumer les résultats obtenus. Elle conclut ce travail de thèse et ouvre sur les perspectives en Salle Noire. Je présente l'évolution à venir avec la mise en place de la compression à des impulsions de durée proche du cycle optique par la technique de la fibre creuse. Je balaie aussi brièvement les applications qu'une telle source trouvera : génération d'harmoniques sur cible solide au kHz avec phase CEP stabilisée en régime relativiste, étude de l'accélération d'électrons et de protons à haute cadence. Je termine ce chapitre par la présentation de la feuille de route du prochain *upgrade* laser avec pour objectif, une chaîne de 100 mJ, 5 fs à 800 nm, kHz, stabilisée en CEP et à très haut contraste.

Bibliographie

- [1] Maiman T. H., "Stimulated optical radiation in ruby", *Nature*, Vol. 187, p 493-494 (1960). 6
- [2] <http://www.cnes.fr/web/CNES-fr/9725-l-instrument-chemcam.php> — le site du CNES détaille les équipements du laboratoire ChemCam embarqué par Curiosity. 6
- [3] <http://www.opnmagazine-digital.com> — le magazine Optics and Photonics fait sa une de Janvier 2013 sur le laser du robot Curiosity. 6
- [4] <http://www.nasa.gov/missionpages/msl/index.html> — le site de la NASA explique les objectifs de la mission *Mars Science Laboratory* et les découvertes du robot Curiosity. 6

Chapitre 2

Source laser de quelques cycles optiques à 1 kHz pour l'interaction laser-plasma en régime non-relativiste

2.1 Introduction : naissance de la Salle Noire

En 2005, Rodrigo Lopez-Martens prenait en main le projet de développement d'une chaîne laser haute-cadence (1 kHz), haute énergie (1 mJ) de durée quelques cycles optiques (5 fs) à 800 nm pour la réalisation d'expériences de génération d'harmoniques d'ordres élevés sur cible solide. Historiquement, de telles impulsions sont devenues accessibles grâce à deux étapes principales.

La première fut le développement de laser à blocages de mode [1] qui ont pour la première fois permis d'obtenir des impulsions femtosecondes. A ce titre, le rôle des cristaux de saphir dopé au titane (Ti:Sa) [2] a été fondamental car ces derniers présentent à la fois une zone de gain spectrale très large (de 650 nm à 1100 nm) pouvant donc supporter des impulsions de durée inférieure à 10 fs, un seuil de dommage et une fluence de saturation élevés, permettant donc de forts gains, et une très bonne conductivité thermique, ouvrant la voie aux cadences élevées de type kHz et multi-kHz.

La seconde étape fut l'apport de la technique CPA de D. Strickland et G. Mourou [3, 4] qui consiste à étirer temporellement les impulsions afin de diminuer leur puissance crête avant de les amplifier puis de les recomprimer pour retrouver une puissance crête élevée. Grâce à cette méthode, il est devenu possible d'amplifier des impulsions femtosecondes jusqu'à de très hautes énergies (plusieurs dizaines de Joules) en les étirant jusqu'au régime nanoseconde afin de ne pas endommager

le milieu amplificateur et les optiques. Aujourd'hui, Thales Optronique a établi un nouveau record à 1 Hz en livrant en juin 2012 le premier laser PetaWatt ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$), délivrant des impulsions de $\approx 40 \text{ J}$, $\approx 30 \text{ fs}$ à 800 nm à une cadence de 1 Hz, au Lawrence Berkeley National Laboratory de Berkeley, Californie.

Cependant les oscillateurs à blocage de mode et la technique CPA seuls ne permettent pas d'obtenir des impulsions énergétiques beaucoup plus courtes que 15 fs [5–8]. Afin d'atteindre des durées plus proches du cycle optique, il est nécessaire de faire appel à une technique non-linéaire permettant la génération de nouvelles fréquences. C'est le cas de la technique de la fibre creuse remplie d'un gaz rare [9–12]. Correctement couplées dans la fibre, les impulsions comprimées d'une vingtaine de femtosecondes vont être guidées lors de la propagation dans le capillaire et leur interaction avec le gaz à haute intensité va élargir leur spectre par automodulation de phase, ou SPM pour *Self-Phase Modulation*.

Ainsi Alexandre Trisorio, le premier thésard du groupe, rejoint ensuite par Lorenzo Canova, également thésard, puis Xiaowei Chen en tant que post-doctorante, ont mis en place la première génération de la Salle Noire : une chaîne kHz millijoule de quelques cycles optiques stabilisée en phase. J'ai rejoint le projet peu avant que la chaîne arrive à maturité et fournisse les premiers résultats fondateurs de génération d'harmoniques CWE sur cible solide avec contrôle de la CEP obtenus par Antonin Borot et Arnaud Malvache dans le cadre de leur thèse et prolongés par Jonathan Wheeler lors de son post-doctorat. Durant cette période, j'ai en particulier participé à l'optimisation de la technique de la fibre creuse et la compression des impulsions ainsi qu'au contrôle de la CEP en fin de chaîne. J'ai également assuré le bon fonctionnement de la chaîne tout au long des expériences menées par Antonin, Arnaud et Jonathan, en "réglant" notamment le contraste au plus juste.

2.2 Quelques définitions sur les impulsions laser ultra-courtes

2.2.1 Champ électrique, durée et phase absolue (CEP)

On définit le champ électrique $E(t)$ d'une impulsion laser à un instant t par :

$$E(t) = A_0(t)e^{-i\phi(t)} \quad (2.1)$$

où $\phi(t)$ est la phase temporelle de l'impulsion et $A_0(t)$ est l'enveloppe réelle du champ et vérifie $A_0(\pm\infty) = 0$. $\phi(t)$ peut se décomposer en trois termes:

$$\phi(t) = \phi_0 - \omega_0 t + \phi_{NL}(t) \quad (2.2)$$

où ϕ_0 est la CEP, la phase entre l'enveloppe et la porteuse tel que préciser par la figure 2.1, $\omega_0 = -(\partial\phi/\partial t)_0$ est la pulsation de la porteuse à $t = 0$ et $\phi_{NL}(t)$ est la phase non-linéaire temporelle.

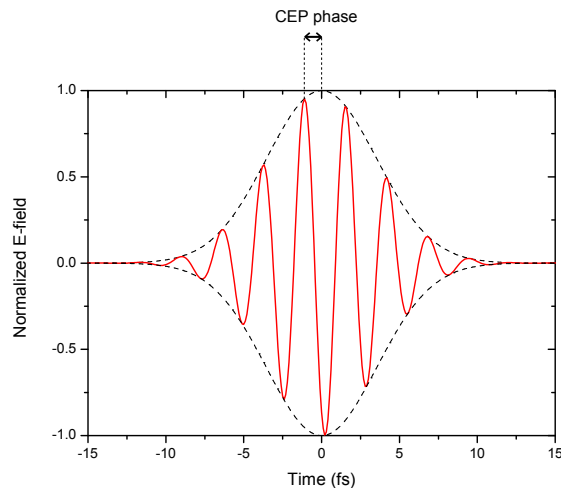


FIGURE 2.1 – Champ électrique d’une impulsion de quelques cycles optiques (en rouge) et son enveloppe (en pointillés). Le déphasage CEP quantifie l’écart du maximum du champ par rapport à son enveloppe.

On définit alors l’intensité temporelle I de l’impulsion par la relation:

$$I(t) = n_0 |E|^2 / 2\mu_0 c \quad (2.3)$$

A partir de cette expression, on définit la durée τ d’une impulsion comme la largeur à mi-hauteur en intensité, ou FWHM pour *Full-Width at Half Maximum*. On définit de la même manière la largeur spectrale $\Delta\nu$ comme la largeur à mi-hauteur de l’intensité spectrale en fréquence. τ et $\Delta\nu$ vérifient la relation:

$$\tau\Delta\nu \geq 2\sqrt{\ln(2)}/\pi \quad (2.4)$$

Cette relation devient une égalité pour une impulsion gaussienne. De cette relation, il apparaît que plus le spectre d’une impulsion est large et plus cette impulsion est potentiellement courte dans le domaine temporel et vice versa.

Le cycle optique d’une impulsion laser est défini par la période d’oscillation du champ électrique de l’onde. A 800 nm, cette période vaut $2\pi/\omega_0 = 2.66$ fs. Une impulsion de 5 fs dont le spectre est centré à 800 nm correspond donc à deux cycles optiques. La CEP, ou phase absolue, d’une impulsion prend quant à elle tout son sens pour des impulsions de quelques cycles optiques car elle mesure le déphasage

entre le maximum de l'enveloppe et le maximum des oscillations du champ sous l'enveloppe.

Dans le domaine des fréquences, le champ électrique $E(\omega)$ est défini par la transformée de Fourier du champ $E(t)$ ce qui permet de transposer les concepts d'un domaine à l'autre.

2.2.2 Dispersion et phase spectrale

Dans un milieu dispersif, la vitesse de propagation de la lumière dépend de sa longueur d'onde. Ainsi des impulsions ultra-courtes comprimées, i.e. ayant toutes leurs composantes spectrales en phase temporellement, vont voir ces dernières s'étaler temporellement à la traversée de ce milieu. C'est ce que l'on appelle la dispersion, ou dispersion de vitesse de groupe (GVD pour *Group-Velocity Dispersion*). Elle conduit notamment au "chirp" de l'impulsion, i.e. un décalage linéaire de fréquence, qui se traduit par un terme d'ordre deux sur la phase spectrale.

Cette phase spectrale, comme la phase temporelle, se décompose en trois termes:

$$\phi(\omega) = \phi_0 - t_0\omega + \phi_{NL}(\omega) \quad (2.5)$$

ϕ_0 a une influence sur la CEP de l'impulsion tandis que le terme linéaire en t_0 décale l'impulsion dans le temps sans la modifier. Le terme qui nous intéresse ici est le dernier que l'on développe couramment sous forme de série de Taylor:

$$\phi_{NL}(\omega) = \frac{\phi^{(2)}}{2!}\omega^2 + \frac{\phi^{(3)}}{3!}\omega^3 + \dots \quad (2.6)$$

où $\phi^{(n)} = \partial^n \phi / \partial \omega^n$ pour $n \geq 2$.

A la traversée d'un milieu, la phase spectrale d'ordres supérieurs s'accumule. Cela peut permettre d'étirer temporellement l'impulsion en vue de l'amplifier. La difficulté consiste ensuite à rester capable de compenser exactement la phase qui a été ajoutée afin de comprimer les impulsions à leur durée limitée par transformée de Fourier (durée TF).

2.2.3 Contraste temporel

Le contraste temporel d'une impulsion laser à un délai τ du pic de l'impulsion se définit par le rapport d'intensités entre le pic de l'impulsion et le délai τ . Dans la physique des très hautes intensités, et en particulier pour l'interaction laser-matière, le contraste temporel est un paramètre primordial de la chaîne laser. En effet, lorsqu'une impulsion de 5 fs, 1 mJ est focalisée sur une taille de 1.6 μm , l'intensité pic correspondante est proche de 10^{18} W/cm^2 . Si le contraste temporel de

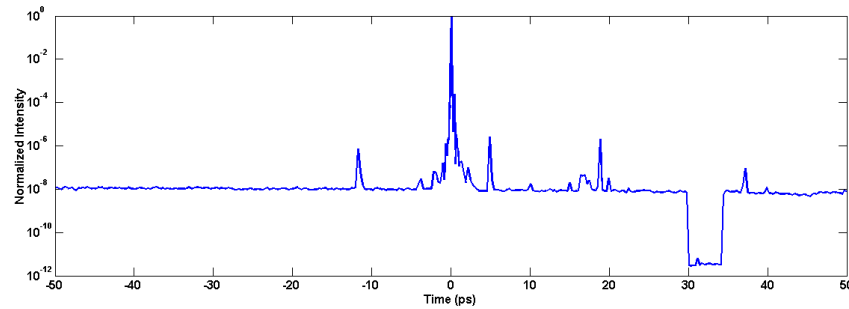


FIGURE 2.2 – Profil temporel typique d’une impulsion femtoseconde (30 fs) présentant un contraste de 10^8 avec une pré-impulsion à -11 ps ainsi que des post-impulsions ayant un contraste de 10^6 environ. Le creux de 30 à 35 ps donne la dynamique de mesure de 12 ordres de grandeur de l’auto-corrélateur 3ω .

l’impulsion quelques centaines de picosecondes avant le pic est inférieure à 10^6 , alors l’intensité du piédestal se situe aux alentours de 10^{12} W/cm² ce qui correspond au seuil d’ionisation d’une cible de silice. L’avant de l’impulsion va donc créer un plasma qui se détend avant l’arrivée du pic principal de l’impulsion. Ce dernier n’interagit donc pas avec un gradient de plasma au profil raide et contrôlé. Les conséquences de cette détérioration de l’interaction sont très visibles (et catastrophiques) lors d’expériences de génération d’harmoniques notamment.

Comme le montre la figure 2.2, on distingue quatre composantes pouvant intervenir dans le profil temporel d’une impulsion laser. A des temps "proches" du pic (sur une échelle picoseconde pour une impulsion de quelques femtosecondes), le front montant de l’impulsion dépend fortement de la qualité de la compression de l’impulsion. On parle de contraste cohérent. Dans le régime du cycle optique, les distortions de phase et d’amplitude spectrales ont un effet particulièrement important sur le contraste cohérent. A des temps plus lointains (typiquement sur une échelle nanoseconde pour une impulsion femtoseconde), on regarde le bruit de fond du laser, i.e. l’émission spontanée amplifiée (en anglais, Amplified Spontaneous Emission ou en abrégé ASE). On parle alors de contraste incohérent. Les deux autres contributions qui peuvent engendrer une détérioration du contraste sont les pré- et post-impulsions. Toutes deux peuvent provenir soit de la diffusion ou de la réflexion sur des surfaces optiques endommagées, soit d’effets non-linéaires dans la chaîne. Si les post-impulsions sont en général sans conséquence directe sur l’interaction laser-matière, les pré-impulsions quant à elles peuvent être suffisantes pour pré-ioniser la cible et ainsi empêcher toute interaction contrôlée.

2.3 Chaîne laser première génération: 1 mJ, 5 fs, à 800 nm, à 1 kHz, 250 mrad CEP rms, $C > 10^7$ [13]

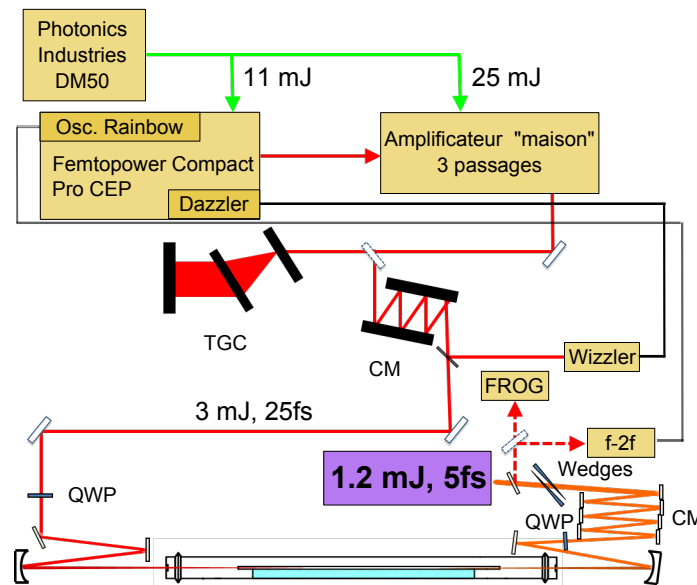


FIGURE 2.3 – Schéma du laser de la salle noire première génération. TGC: compresseur à réseaux par transmission; CM: miroirs chirpés; QWP: lame quart d'onde.

Cette chaîne est décrite en détails dans les thèses d'Alexandre Trisorio [14] et Lorenzo Canova [15] et est représentée sur la figure 2.3. Elle se compose principalement de trois blocs. D'abord, un front-end Femtopower Compact Pro CE Phase de la compagnie Femtolasers GmbH délivrant des impulsions de 1.5 mJ, de durée TF 25 fs environ, stabilisées en phase avec un contraste de 10^8 . Le premier élément de ce front-end est un oscillateur (Rainbow, [16]) dont la pompe est un Verdi (Coherent). La stabilisation de la CEP se fait par un système commercial (Menlo Systems GmbH) de rétro-action sur l'intensité de pompe en fonction du signal de battement (beat note) mesuré entre les extrémités du spectre de l'oscillateur (la seconde harmonique de la partie rouge du spectre, générée dans un cristal biréfringent, interfère avec la partie bleue du spectre). Cette méthode de mesure de la fréquence d'offset, décrite dans [17, 18], est une technique auto-référencée, ne nécessitant donc pas de référence externe. Les impulsions issues de l'oscillateur sont ensuite étirées au niveau picoseconde dans 20 cm de verre (SF57) puis injectées dans l'amplificateur dix passages. Après quatre passages, le train 80 MHz de

l'oscillateur est amplifié au niveau microjoule puis il passe dans une cellule de Pockels qui permet de ne sélectionner qu'une impulsion par milliseconde et d'obtenir donc un train kHz. Le front-end a été modifié à ce niveau par l'ajout avant la Pockels d'un filtre acousto-optique dispersif programmable (AOPDF) [19] (Dazzler HR800, Fastlite) qui permet d'étirer l'impulsion jusqu'à plusieurs picosecondes tout en permettant de compenser la phase d'ordres supérieurs et d'ajuster finement la phase spectrale des impulsions. Il permet également de contrôler la CEP en fin de chaîne par une boucle de rétro-action [20]. On a également retiré le compresseur à prismes du Femtopower afin de laisser les impulsions étirées à quelques picosecondes (≈ 7 ps) se propager.

Ces impulsions injectent un deuxième bloc qui consiste en un amplificateur 3 passages suivi d'un compresseur hybride composé de réseaux par transmission et de miroirs chirpés. Une cellule de Pockels placée avant cet amplificateur permet d'ajuster l'énergie injectée (à cause du faible taux d'étirement, on se limite à environ $\approx 400 \mu\text{J}$). Elle a aussi pour rôle de limiter la quantité d'ASE présente avant l'impulsion. Une pompe Photonics Industries DM50 sert à pomper les deux amplificateurs, 11 W étant dédiés au Femtopower et 25 W au second amplificateur. Après 3 passages, on obtient des impulsions de 4 mJ que l'on comprime donc à l'aide de réseaux par transmission (TGC, $\approx 85\%$ d'efficacité, $\phi^{(2)} = -53\,500 \text{ fs}^2$, $\phi^{(3)} = +105\,000 \text{ fs}^3$) et par miroirs chirpés (CM, 32 rebonds pour ajouter -6400 fs^2). L'intérêt majeur des miroirs chirpés est d'éviter de comprimer l'impulsion dans le matériau des réseaux ce qui évite leur endommagement ainsi que l'intégrale B. Les impulsions obtenues ont une énergie de 3 mJ pour une durée de 25 fs [20]. Le Dazzler compense alors une phase spectrale de l'ordre de $\phi^{(2)} = -32\,000 \text{ fs}^2$, $\phi^{(3)} = -150\,000 \text{ fs}^3$ en limite de ses capacités en troisième ordre à cause de l'importance de la phase ajoutée par le TGC ($\phi^{(3)}/\phi^{(2)} \approx -2$).

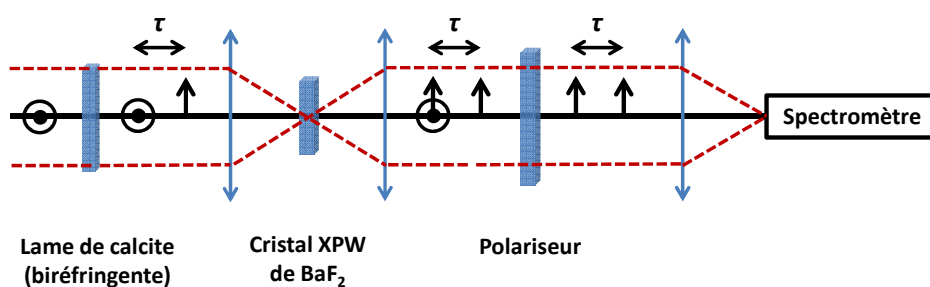


FIGURE 2.4 – Schéma de principe du Wizzler. Le BaF₂ est un cristal couramment utilisé pour l'XPW.

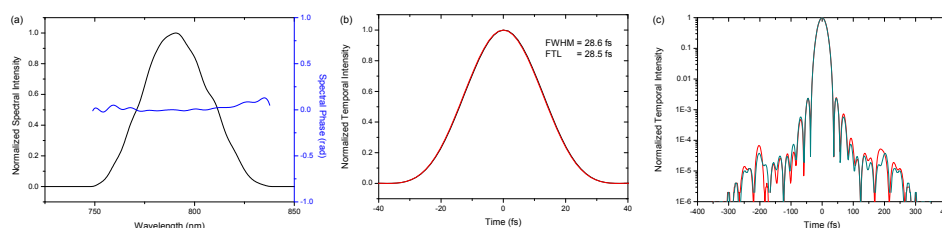


FIGURE 2.5 – Caractérisation Wizzler des impulsions comprimées par réseaux en transmission après le Femtopower: (a) spectre et phase spectrale; (b) profil temporel en échelle linéaire; (c) profil temporel en échelle logarithmique - profil mesuré en rouge et profil de l'impulsion TF en vert. Le Wizzler donne également la valeur de phase spectrale résiduelle. Ici: $\phi^{(2)} = -8 \text{ fs}^2$, $\phi^{(3)} = +900 \text{ fs}^3$ et $\phi^{(4)} = +38800 \text{ fs}^4$.

On utilise un Wizzler (Fastlite, [21, 22]) pour optimiser et caractériser temporellement ces impulsions. Cet appareil d'interférométrie spectrale auto-référencée (SRSI pour *Self-Referenced Spectral Interferometry*) se base sur l'effet de génération de polarisation croisée (XPW pour *Cross-Polarized Wave*, [23, 24]) dont je parlerai en détails dans le chapitre suivant. Le schéma de fonctionnement du Wizzler est décrit sur la figure 2.4. Le principe est le suivant: le faisceau incident, polarisé linéairement est utilisé pour générer une réplique polarisée orthogonalement dans une lame de calcite biréfringente. Cette réplique se propage avec une vitesse de groupe différente dans la lame biréfringente ce qui induit un délai τ entre les deux impulsions. Elles sont ensuite focalisées dans un cristal XPW (typiquement du BaF_2), dans lequel seule l'impulsion principale, suffisamment intense, génère une onde de polarisation croisée. De plus, si l'impulsion incidente est relativement bien comprimée, cette onde de polarisation croisée a la caractéristique d'avoir un spectre plus large et une phase spectrale plus plate que l'impulsion incidente [25]. Un polariseur permet ensuite de ne sélectionner que la réplique et l'XPW créés par l'impulsion laser à caractériser. L'interférogramme de ces deux ondes est mesurée par un spectromètre et analysé par la méthode d'interférométrie spectrale par transformée de Fourier (FTSI pour *Fourier-Transform Spectral Interferometry*, [26, 27]) afin d'extraire la phase et l'amplitude spectrales de l'impulsion à caractériser. Le profil temporel de l'impulsion peut alors être reconstruit à des temps très proches du pic (résolution d'une dizaine de femtosecondes sur une fenêtre de 400 fs environ) sur une grande dynamique (5 ordres de grandeur). On peut ainsi observer la qualité du front montant de l'impulsion à des échelles de temps inaccessibles avec des autocorrélateurs du troisième ordre. La figure 2.5 montre un résultat de mesure de la chaîne laser à la sortie de l'amplificateur commercial comprimé. Les impulsions ont une durée de 28,5 fs, limitée par TF.

Le troisième et dernier bloc de la chaîne est la fibre creuse suivie d'un jeu de

miroirs chirpés pour recomprimer les impulsions. Ces dernières subissent un fort élargissement spectral dans le capillaire rempli d'un gaz rare (He ou Ne) pour donner des impulsions de durée TF pouvant être inférieure à 5 fs et d'énergie 1,5 mJ. La mise en oeuvre de la technique de la fibre creuse s'est faite en plusieurs étapes afin de résoudre plusieurs problèmes. Ces étapes sont détaillées dans la thèse d'Arnaud Malvache [28]. En particulier, afin de transmettre efficacement l'énergie des impulsions sans en détériorer la stabilité, il a fallu considérer plusieurs options permettant principalement de réduire l'ionisation du gaz.

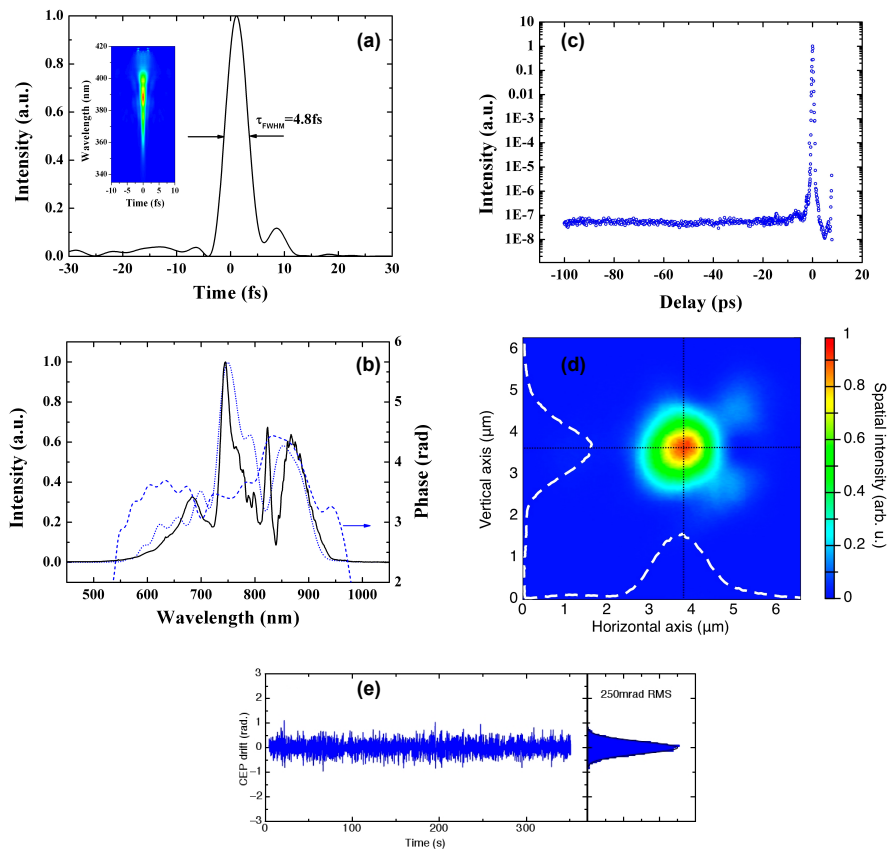


FIGURE 2.6 – Caractérisation complète des impulsions de la chaîne laser de la salle noire. (a) Trace FROG reconstruite (insert) et profil temporel reconstruit; (b) Spectre FROG reconstruit (ligne pointillée), et phase spectrale associée (ligné hachurée), comparé avec le spectre mesuré par spectromètre (ligne continue); (c) Contraste temporel mesuré par autocorrélateur grande dynamique; (d) Taille de faisceau mesurée au foyer d'une parabole $f/1.7$, hors-axe 30° ; (e) Evolution de la CEP des impulsions de 1.2 mJ, 5 fs stabilisées après la fibre creuse.

La première étape a été d'injecter des impulsions polarisées circulairement car en polarisation circulaire, le seuil d'ionisation est plus élevé. On a ainsi amélioré la transmission de la fibre avec gaz de 30% tout en améliorant la stabilité des impulsions en sortie [13]. La deuxième méthode a consisté en l'injection d'impulsion pré-chirpée (positivement) dans le même but de retarder l'ionisation dans la fibre et donc d'améliorer à la fois la transmission et la stabilité des impulsions après la fibre. Là encore on a observé à pression égale un gain jusqu'à 60% de la transmission de la fibre lors de l'utilisation d'impulsions avec un chirp de $+500 \text{ fs}^2$ comparé aux cas d'impulsions comprimées [29]. Enfin, on a utilisé de l'Helium plutôt que du Néon car le seuil d'ionisation de l'Helium est plus élevé. Au final, après miroirs chirpés, les caractéristiques complètes de ces impulsions sont répertoriées sur la figure 2.6 : 1,2 mJ, 5 fs à 800 nm (mesuré par FROG [31, 32], *Frequency-Resolved Optical Gating*), à 1 kHz, 250 mrad CEP RMS stable sur plusieurs heures (mesure avec f-2f) [30], $C > 10^7$ à -5 ps (mesuré par autocorrélateur 3ω). Un système f-2f permet de mesurer la CEP et d'effectuer une rétro-action lente (kHz) sur la pompe de l'oscillateur (en plus de la rétro-action rapide au MHz dans l'oscillateur) afin de compenser les éventuelles fluctuations dans la chaîne. L'utilisation de la fibre est également profitable pour l'homogénéité, tant en termes d'énergie que de spectre, qu'elle confère au profil spatial du faisceau qui se propage sans altération jusqu'à l'enceinte d'interaction sous vide. Cette qualité spatiale favorise *in fine* la focusabilité du faisceau dont la taille au foyer d'une parabole f/1.7 est $1.6 \mu\text{m} \times 1.6 \mu\text{m}$ et donc proche de la limite de diffraction.

2.4 Génération d'harmoniques sur cible solide en régime sous-relativiste

La grande fiabilité de la chaîne laser et le développement par Antonin Borot d'une enceinte d'interaction stabilisée fonctionnant au kHz ont permis l'obtention de résultats exceptionnels sur la génération d'harmoniques dans le régime CWE. La qualité spatiale du faisceau a permis sa focalisation à une taille de $1,6 \mu\text{m}$, proche de la limite de diffraction. Les intensités sur cible s'élèvent ainsi à plusieurs 10^{17} W/cm^2 . Les résultats des expériences sont décrits en détails dans les thèses d'Antonin Borot [33] et Arnaud Malvache [28]. Cette dernière présente une large étude théorique qui vient en appui des résultats expérimentaux. Le premier d'entre eux a été la mise en évidence pour la première fois de la génération d'harmoniques CWE sur cible solide au kHz [34]. Le contrôle de la CEP (stabilisée avec une précision de 200 mrad rms, équivalent à jitter inférieur à 100 as) lors de la génération de CWE dans le régime des impulsions de quelques cycles optiques a permis de démontrer un moyen de contrôler la dynamique attoseconde des électrons dans le plasma [35].

Dans les mêmes conditions expérimentales (kHz, CEP stable et régime du cycle optique), ces premiers résultats ont été complétés par Jonathan Wheeler qui a réalisé la première expérience de génération d’impulsions attosecondes uniques isolées spatialement de manière contrôlée en utilisant l’effet de phare [36], connu en anglais sous le nom de *attosecond lighthouse effect* et dont le principe théorique avait été avancé par Henri Vincenti et Fabien Quéré du CEA Saclay [37]. Cette méthode présente l’avantage d’une grande simplicité comparée aux précédentes qui s’efforçaient de limiter l’interaction non linéaire à un seul cycle [38–40]. Pour être tout à fait complet, un filtrage spatial en champ lointain avait déjà été réalisé dans le cas d’harmoniques dans les gaz par Hentschel *et al.* [41] mais le processus mis en jeu n’est alors pas le même [42]. Pour pouvoir séparer spatialement deux impulsions attosecondes successives, il suffit d’introduire une rotation du front d’onde au niveau de la tache focale du faisceau focalisé par la parabole. Ainsi les impulsions attosecondes émises à différents instants (différents maxima du champ électrique) d’une même impulsion laser, auront un vecteur d’onde différent. Si la séparation angulaire entre ces deux vecteurs d’onde successifs est plus importante que la divergence des harmoniques elle-même, alors il est possible de distinguer spatialement les impulsions attosecondes. La rotation du front d’onde au foyer de la parabole est simplement obtenue par l’introduction d’une légère dispersion angulaire dans le faisceau collimaté incident par le désalignement d’un des wedges servant la compression fine des impulsions femtosecondes (voir Fig. 2.7). Cette méthode novatrice et universelle, dont la mise en oeuvre pratique est très simple, promet un grand nombre d’expériences de type pompe-sonde avec des impulsions attosecondes uniques parfaitement synchronisées.

2.5 Conclusion

Ces résultats, aussi formidables soient-ils, ne forment que la première partie de l’étude de l’interaction laser-matière dont l’accession au régime relativiste, c’est-à-dire à des intensités supérieures à quelques 10^{18} W/cm², est la suite logique. C’est dans cette optique qu’a été prévue la deuxième génération de la Salle Noire dont la phase d’installation a commencé en Février 2012. On vise des impulsions en fin de chaîne de 5 mJ, 5 fs, stabilisées en CEP, avec la même qualité spatiale et un contraste incohérent de 10^{12} . Les objectifs clairs sont donc, d’une part, d’augmenter l’énergie et, d’autre part, d’améliorer la qualité temporelle des impulsions afin d’éviter de détériorer l’interaction en pré-ionisant la cible avec l’énergie disséminée dans le front avant de l’impulsion. Afin d’atteindre nos deux objectifs, nous avons parié sur une configuration de type double-CPA avec un filtre temporel XPW entre les deux étages d’amplification. L’implémentation d’un tel filtre à un niveau d’énergie supérieur au millijoule imposait la mise en place d’un nouveau

schéma XPW. Etant donné l'importance cruciale de cet élément dans la future chaîne, j'ai consacré une large partie de ma thèse à compléter les études préalables sur l'XPW, notamment celle de Lorenzo Canova lors de sa thèse. Cette étude a permis une meilleure compréhension théorique des caractéristiques du phénomène ainsi que la réalisation d'un nouveau schéma XPW à haute énergie et haute efficacité. Le prochain chapitre retrace l'ensemble des développements réalisés concernant l'XPW. Je développerai ensuite l'architecture double-CPA de la future chaîne, en insistant notamment sur un nouveau schéma compatible avec la CEP d'étirement/compression par grismes (compresseur hybride réseaux + prismes, "*GRatings + prISM*" en anglais) développé au cours de la thèse. Enfin, les problématiques liées à la post-compression, tels que la compression à un niveau < 5 fs, la transmission de l'énergie et la conservation de la qualité temporelle, feront l'objet d'un chapitre d'ouverture sur les travaux en cours en Salle Noire.

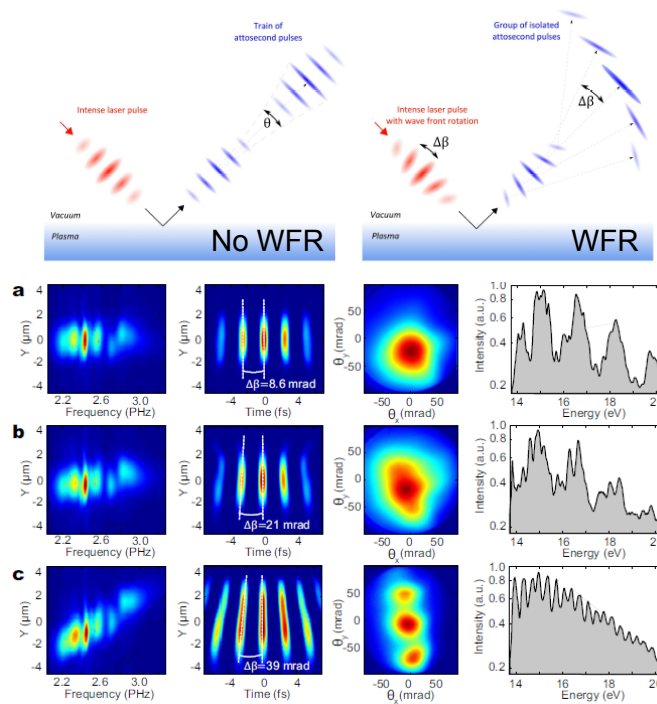
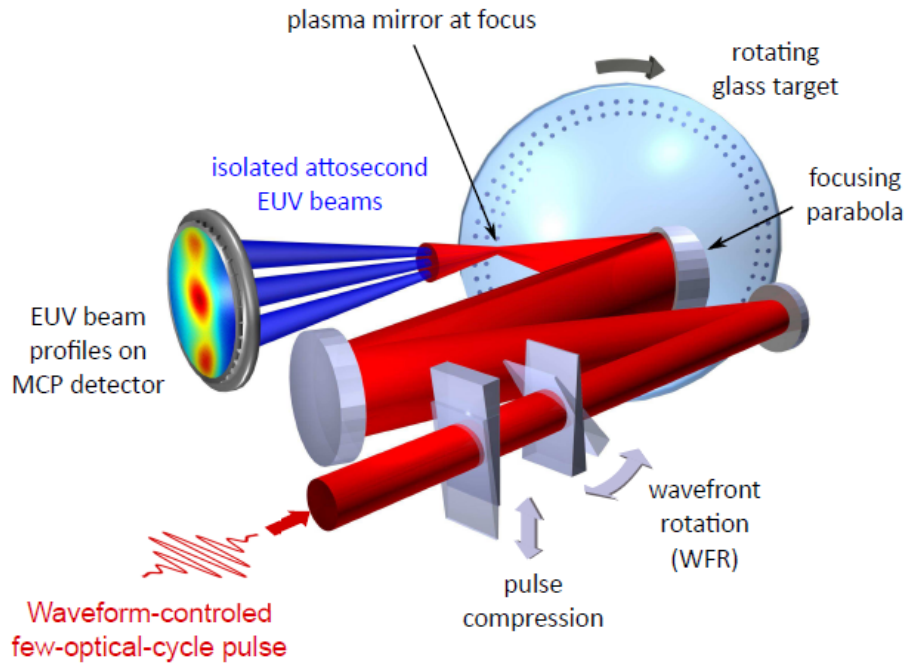


FIGURE 2.7 – Schéma de principe de l'expérience de phare attoseconde (à partir de [36]). (à g.) Dispositif expérimental représentant la cible kHz avec la parabole de focalisation et la paire de wedges utilisée pour la compression (translation d'un wedge) et la rotation du front d'onde (inclinaison d'un wedge) ainsi que l'instrument de détection (MCP : Micro-Channel Plate); (en h. à d.) Principe de la rotation du front d'onde (WFR : Wave-Front Rotation); (en b. à d.) Résultats expérimentaux obtenus sans rotation du front d'onde (a), avec une rotation de front d'onde de 21 mrad (b) et de 39 mrad (c).

Bibliographie

- [1] Brabec T., Spielmann Ch., Curley P. F. and Krausz F., "Kerr lens mode locking", *Optics Letters* Vol.17 No.18 (1992). :1992
- [2] Moulton P. F., "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃", *J. Opt. Soc. Am. B* Vol. 3 No.1, p 125-132 (1986). [12](#)
- [3] Strickland, D. and Mourou, G. "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Comm.*, 1985, 55, 447-449. [12](#)
- [4] Maine P., Strickland D., Bado P., Pessot M. and Mourou G., "Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification," *IEEE Journ. of Quant. Elect.* Vol. 24, p 398 (1988). [12](#)
- [5] Cheng Z., Krausz F. and Spielmann Ch., "Compression of 2 mJ kilohertz laser pulse to 17.5 fs by pairing double-prism compressor : analysis and performance," *Optics Com.* Vol. 201, p 145-155 (2002). [13](#)
- [6] Hauri C. P., Bruck M., Kornelis W., Biegert J. and Keller U., "Generation of 14.8-fs pulses in a spatially dispersed amplifier," *Optics Letters* Vol. 29 No.2, p 201-203 (2004). [13](#)
- [7] Yamakawa K., Aoyama M., Matsuoka S., Takuma H., Barty C. P. J., and Fittinghoff D., "Generation of 16-fs, 10-TW pulses at a 10-Hz repetition rate with efficient Ti:sapphire amplifiers," *Optics Letters*, Vol. 23 No. 7, p 525-528 (1998). [13](#)
- [8] Zeek E., Bartels R., Murnane M. M., Kapteyn H. C., Backus S., and Vdovin G., "Adaptive pulse compression for transform-limited 15-fs high-energy pulse generation," *Optics Letters*, Vol. 25 No. 8, p 587-590 (2000). [13](#)
- [9] Nisoli M., De Silvestri S. and Svelto O., "Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 68 No.20, p 2793-2796 (1996). [13](#)
- [10] Sartania S., Cheng Z., Lenzner M., Tempea G., Spielmann Ch., Krausz F., and Ferencz K., "Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate," *Optics Letters*, Vol.22, p. 1562-1564 (1997). [13](#)

- [11] Nisoli M., Stagira S., De Silvestri S., Svelto O., Sartania S., Cheng Z., Tempea G., Spielmann Ch. and Krausz F., "Toward a Terawatt-Scale Sub-10-fs Laser Technology," *IEEE Journ. of Quant. Elect.* Vol. 4 No. 2, p 414-420 (1998). [13](#)
- [12] Sung J. H., Park J. Y., Imran T., Lee Y. S. and Nam C. H., "Generation of 0.2-TW5.5-fs optical pulses at 1 kHz using a differentially pumped hollow-fiber chirped-mirror compressor," *Appl. Phys. B* Vol. 82, p 5-8 (2006). [13](#)
- [13] Chen, X.; Jullien, A.; Malvache, A.; Canova, L.; Borot, A.; Trisorio, A.; Duffee, C. G. and Lopez-Martens, R. "Generation of 4.3 fs, 1 mJ laser pulses via compression of circularly polarized pulses in a gas-filled hollow-core fiber," *Opt. Lett., OSA*, 2009, 34, 1588-1590. [17](#), [21](#)
- [14] Trisorio, A. "Développement d'une source laser femtoseconde de quelques cycles optiques pour la génération d'harmoniques sur cible solide," Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2008. [17](#)
- [15] Canova, L. "Generation of high contrast, ultra-short pulses for high repetition rate relativistic optics," PhD Thesis, Ecole Polytechnique, 2009. [17](#)
- [16] Fuji T., Unterhuber A., Yakovlev V. S., Tempea G., Stingl A., Krausz F. and Drexler W., "Generation of smooth, ultra-broadband spectra directly from a prism-less Ti:sapphire laser," *Appl. Phys. B* Vol. 77, p 125-128 (2003). [17](#)
- [17] Apolonski A., Poppe A., Tempea G., Spielmann Ch., Udem Th., Holzwarth R., Hansch T. W. and Krausz F., "Controlling the phase evolution of few-cycle light pulses," *Phys. Rev. Lett.* Vol. 85, p 740 (2000). [17](#)
- [18] Cundiff S. T., "Phase stabilization of ultrashort optical pulses," *J. Phys. D* Vol. 35 No. R43, (2002). [17](#)
- [19] Verluise F., Laude V., Cheng Z., Spielmann Ch. and Tournois P., "Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shapping," *Optics Letters* Vol. 25 No. 8, p 575-578 (2000). [18](#)
- [20] Canova, L.; Chen, X.; Trisorio, A.; Jullien, A.; Assion, A.; Tempea, G.; Forget, N.; Oksenhendler, T. and Lopez-Martens, R. "Carrier-envelope phase stabilization and control using a transmission grating compressor and an AOPDF," *Opt. Lett., OSA*, 2009, 34, 1333-1335. :09
- [21] T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget, V. Crozatier, S. Gabrielle, R. Herzog, O. Gobert, and D. Kaplan, "Self-referenced spectral interferometry," *App. Phys. B* 99, 7-12 (2010). [19](#)
- [22] A. Moulet, S. Grabielle, C. Cornaggia, N. Forget, and T. Oksenhendler, "Single-shot, high-dynamic-range measurement of sub-15 fs pulses by self-referenced spectral interferometry," *Opt. Lett.* 35, 3856-3858 (2010). [19](#)

- [23] N. Minkovski, G. I. Petrov, S. M. Saltiel, O. Albert, and J. Etchepare, "Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration," *J. Opt. Soc. Am. B* 21, 1659-1664 (2004). [19](#)
- [24] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Saltiel, "10¹⁰ temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation," *Opt. Lett.* 30, 920-922 (2005). [19](#)
- [25] L. Canova, O. Albert, N. Forget, B. Mercier, S. Kourtev, N. Minkovski, S.M. Saltiel, R. Lopez Martens, "Influence of spectral phase on cross-polarized wave generation with short femtosecond pulses," *App. Phys. B* 93, 443-453 (2008). [19](#)
- [26] L.Lepetit, G. Chériaux, M.Joffre, "Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy," *JOSA B* 12, 2467-2474 (1995). [19](#)
- [27] C.Dorrer, M.Joffre, "Characterization of the spectral phase of ultrashort light pulses," *C.R. Acad. Sci. Paris, t.2, Srie IV*, p.1415-1426, 2001. [19](#)
- [28] Malvache, A. "Optique non linéaire à haute intensité : Compression d'impulsions laser - Interaction laser-plasma," Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2011. [20](#), [21](#)
- [29] Chen, X.; Malvache, A.; Ricci, A.; Jullien, A. and Lopez-Martens, R. "Efficient hollow fiber compression scheme for generating multi-mJ, carrier-envelope phase stable, sub-5 fs pulses," *Laser Physics*, 2011, 21, 198-201. [21](#)
- [30] Chen, X.; Canova, L.; Malvache, A.; Jullien, A.; Lopez-Martens, R.; Durfee, C.; Papadopoulos, D. and Druon, F. "1-mJ, sub-5fs carrier-envelope phase-locked pulses," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, Springer Berlin / Heidelberg, 2010, 99, 149-157. :10
- [31] Kane D. J., Trebino R., "Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating," *Optics Letters* Vol. 18 No. 10, p 823-825 (1993). [21](#)
- [32] Trebino R., DeLong K. W., Fittingoff D. N., Sweetser J. N., Krumbugel A., Richmann A. and Kane D. J., "Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating," *Rev. Sci. Instrum.* Vol. 68 No. 9, p 3277-3295 (1997). [21](#)
- [33] Borot, A. "Génération d'impulsions attosecondes sur miroir plasma dans le régime du cycle optique," Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2012. [21](#)
- [34] Borot, A.; Malvache, A.; Chen, X.; Douillet, D.; Iaquianniello, G.; Lefrou, T.; Audebert, P.; Geindre, J.-P.; Mourou, G.; Quéré, F. and Lopez-Martens, R. "High-harmonic generation from plasma mirrors at kilohertz repetition rate," *Opt. Lett., OSA*, 2011, 36, 1461-1463. [21](#)

- [35] Borot, A.; Malvache, A.; Chen, X.; Jullien, A.; Geindre, J.-P.; Audebert, P.; Mourou, G.; Quere, F. and Lopez-Martens, R. "Attosecond control of collective electron motion in plasmas," *Nat Phys*, Nature Publishing Group, 2012, 8, 416-421. [21](#)
- [36] Wheeler, J., Borot, A., Monchoce, S., Vincenti, H., Ricci, A., Malvache, A., Lopez-Martens, R., and Quéré, F., "Attosecond lighthouses from plasma mirrors," *Nat. Phot.* 6, 829-833 (2012). [22](#), [24](#), [162](#)
- [37] Vincenti, H. and Quéré, F. "Attosecond Lighthouses: How To Use Spatiotemporally Coupled Light Fields To Generate Isolated Attosecond Pulses," *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, 2012, 108, 113904. [22](#)
- [38] Sansone, G., Benedetti, E., Calegari, F., Vozzi, C., Avaldi, L., Flammini, R., Poletto, L., Villoresi, P., Altucci, Velotta, R., Stagira, S., De Silvestri, S., Nisoli, M., "Isolated single-cycle attosecond pulses," *Science* 314, 443-446 (2006). [22](#)
- [39] Goulielmakis, E., Schultze, M., Hofstetter, M., Yakovlev, V. S., Gagnon, J., Uiberacker, M., Aquila, A. L., Gullikson, E. M., Attwood, D. T., Kienberger, R., Krausz, F., Kleineberg, U., "Single-cycle nonlinear optics," *Science* 320, 1614-1617 (2008). [22](#)
- [40] Ferrari, F., Calegari, M., Lucchini, M., Vozzi, C., Stagira, S., Sansone, G., Nisoli, M., "High-energy isolated attosecond pulses generated by above-saturation few-cycle fields," *Nature Photonics* 4, 875-879 (2010). [22](#)
- [41] M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher and F. Krausz, "Attosecond metrology," *Nature* 414, 509-513 (2001) [22](#)
- [42] M. B. Gaarde and K.J. Schafer, "Generating single attosecond pulses via spatial filtering," *Opt. Lett.* 31, 3188-3191 (2006). [22](#)

Chapitre 3

Amélioration du contraste : Théorie et modélisation de l'effet XPW

3.1 Introduction

L'objectif de cette thèse vis-à-vis de la technique de génération d'onde de polarisation croisée ("XPW" pour *Cross-Polarized Wave*) a été double:

1. D'une part, mettre au point un schéma expérimental permettant le filtrage efficace (rendement de conversion $> 25\%$) d'impulsions possédant une énergie supérieure au millijoule. Cet objectif répond à la nécessité d'améliorer le contraste temporel de la chaîne existante en Salle Noire (10^8) afin d'accéder au régime relativiste de génération d'harmoniques sur cible solide et *in fine* générer un rayonnement attoseconde plus intense;
2. D'autre part, rendre compte théoriquement des effets observés lors de la génération XPW, en particulier dans les régimes "extrêmes" d'impulsions de quelques cycles optiques et de très hauts rendements. Dans ces régimes-là, les modèles proposés jusqu'à présent ne donnent qu'une représentation imparfaite du processus. En particulier, s'ils rendent généralement bien compte de son efficacité, leur description des effets sur le spectre est incomplète. De plus, aucune modélisation 3D n'a été proposée jusqu'ici.

Compte-tenu des nombreux axes de recherche abordés, l'étude de l'XPW se décompose en trois grands ensembles dans ce mémoire:

- Ce chapitre s'attache tout d'abord à rappeler les enjeux et solutions à la question du contraste temporel des impulsions femtosecondes (partie 3.2). Puis je

présente les bases de la technique XPW ainsi qu'une revue de l'état de l'art au début de ma thèse (partie 3.3). Ensuite je détaille la théorie et les modèles numériques 1D puis 3D (partie 3.4) qui nous ont permis de reproduire fidèlement un certain nombre de phénomènes. En particulier, une application du code 1D a été la détermination des caractéristiques non-linéaires relatives à l'XPW de cristaux de Diamant (section 3.4.2). La modélisation 3D à l'aide du logiciel CommodPro dans lequel l'effet XPW a été implémenté par nos soins a quant à elle permis l'étude des effets spatiaux (section 3.4.3).

- Le chapitre 4 s'appuie sur ces modèles et apporte un certain nombre de réponses quant aux conditions optimales de génération dans les régimes extrêmes. Les données théoriques sont renforcées par les résultats obtenus expérimentalement. Ensemble, ils permettent d'observer clairement quels mécanismes sont responsables de l'élargissement spectral et expliquent en partie le décalage systématique vers le bleu du spectre XPW par rapport au spectre fondamental. La simulation des effets spatiaux a également permis de mieux comprendre la structure spatiale des faisceaux après cristal et tout au long de leur propagation ainsi que le couplage avec le profil spectral.
- Le chapitre 5, qui clôture l'étude de l'XPW, reprend les différentes réalisations expérimentales qui ont émaillé cette thèse. Une première partie présente les injecteurs ultra-courts à haut contraste pour des chaînes de puissance. La seconde partie est consacrée au dernier venu des dispositifs expérimentaux dont le développement a été réalisé pendant le courant de la thèse. Il permet pour la première fois d'obtenir des rendements de conversion proche de la limite théorique, dans le régime de saturation de l'effet (rendement de conversion proche de 35%) et ce, quelles que soient les énergies d'entrée de filtre que nous avons eu l'occasion de tester (jusqu'à plus de 10 mJ).

3.2 Méthodes d'amélioration du contraste temporel d'une impulsion laser

Améliorer le contraste temporel d'impulsions laser femtosecondes intenses est crucial pour accéder au régime d'interaction laser-plasma à très haute intensité (sur cible solide) [1–5]. Une distinction est généralement admise entre le contraste incohérent, dû à l'amplification de l'émission spontanée (ASE) et présent sur une plage temporelle s'étendant au-delà de la nanoseconde, et le contraste cohérent, proche du pic (échelle picoseconde) et dont l'origine provient de la compression imparfaite des impulsions. Les sources laser femtosecondes commerciales basées sur l'amplification à dérive de fréquences (CPA) fournissent actuellement un contraste ASE de 10^8 lorsqu'aucune méthode d'amélioration du contraste n'est utilisée. L'ionisation

de la cible intervenant dès 10^{12} W/cm², on comprend bien dès lors que ce niveau de contraste est insuffisant pour des expériences où l'intensité crête sur cible dépasse 10^{20} W/cm². Il est donc nécessaire d'implémenter sur ces chaînes un outil permettant l'amélioration du contraste d'au moins 3 ou 4 ordres de grandeur.

Parmi les méthodes existantes, un certain nombre sont limitées à l'amélioration du contraste incohérent. C'est le cas en particulier des méthodes électro-optiques telles que les cellules de Pockels dont le temps d'ouverture et de fermeture ne permet pas aujourd'hui d'agir sur le contraste en-dessous de la centaine de picosecondes. A ma connaissance les alimentations haute-tension et les contrôleurs électroniques fournis par FID GmbH [6] associés aux cellules de Pockels de Leysop Ltd [7] sont les seules à fournir des temps d'ouverture de l'ordre de la centaine de picosecondes tout en assurant une amélioration de contraste de 3 ordres de grandeur au mieux [13]. L'amélioration du contraste sur des temps plus courts ne peut se faire que par des méthodes purement optiques non-linéaires. Sachant que la dégradation du contraste très tôt dans la chaîne est le fait du pré-amplificateur en raison d'un niveau d'amplification de l'ordre de 1000, les différentes méthodes d'amélioration peuvent être répertoriées selon leur point d'implantation dans la chaîne. Ainsi, on choisira l'absorbant saturable [8] ou l'amplification paramétrique optique [à dérive de fréquences] (O[CP]PA) [9–12] pour agir dès le pré-amplificateur, l'interféromètre non-linéaire de Sagnac [14], la rotation non linéaire de polarisation elliptique (NER) dans les milieux isotropes [15–17] ou la génération de polarisation croisée (XPW) [18, 19] pour intervenir après le pré-amplificateur et la génération de seconde harmonique (SHG) [20, 21] ou les miroirs plasma (PM) [22–24] pour nettoyer le contraste temporel en fin de chaîne. En combinant ces différentes méthodes, un contraste supérieur à 10^{12} devient accessible à l'échelle de quelques dizaines de picosecondes. Aujourd'hui, les techniques les plus répandues sont le OPCPA, les miroirs plasma et l'XPW.

Dans un OP(CP)A, le contraste est dominé par la fluorescence paramétrique due à l'impulsion pompe. L'utilisation de pompes de durée picoseconde a permis d'obtenir un contraste de 10^{10} à quelques dizaines de picosecondes du pic principal de l'impulsion dans les étages de pré-amplification. Cependant cette méthode a une efficacité de l'ordre de 10% et requiert l'amplification des impulsions produites pour atteindre les niveaux d'intensité recherchés. De plus, l'OP(CP)A représente un changement radical de technologie laser par rapport à la technique CPA traditionnelle. En conséquence, son implémentation dans notre salle n'aurait été possible qu'au prix d'une modification complète de l'architecture laser pré-existante. La seconde option est le miroir plasma. L'effet repose sur le changement de réflectivité d'un matériau diélectrique lorsque ses électrons de surface sont chauffés en un plasma par l'intensité laser incidente de l'ordre de 10^{12} W/cm². Initialement, la surface diélectrique transmet l'impulsion jusqu'à ce que la densité électronique

critique soit atteinte et que le miroir plasma soit "activé", c'est-à-dire que la surface du plasma réfléchisse l'impulsion laser incidente. Le contrôle fin du temps d'activation du miroir plasma permet l'amélioration du contraste à des temps de l'ordre de la picoseconde par rapport au pic principal. Dans une configuration en double miroir plasma, l'amélioration du contraste peut atteindre quatre ordres de grandeur avec une transmission de l'énergie d'environ 50%. Cette technique peut donc être utilisée en fin de chaîne laser, juste avant la cible d'interaction. La principale difficulté de mise en oeuvre est le rafraîchissement de la surface du diélectrique en accord avec le taux de répétition du laser tout en maintenant la stabilité de l'interaction. Cette implémentation peut devenir d'autant plus complexe que le même travail est nécessaire pour la cible elle-même. Pour ces raisons, le miroir plasma est une option que nous laissons ouverte pour la suite si une amélioration supplémentaire du contraste se révèle nécessaire.

Néanmoins la technique que nous avons décidé de privilégier dans notre système laser est celle de l'XPW. Bien qu'elle soit moins efficace que la SHG (conversion maximum de 35% contre 50-70%), elle présente l'avantage de conserver la longueur d'onde, de pouvoir être positionné entre deux CPA pour restaurer un niveau d'énergie élevé après le filtre. De plus, la SHG amène la longueur d'onde dans l'UV, ce qui est contraire aux lois d'échelle pour la génération d'harmoniques sur cible solide. Outre la comparaison avec la SHG, le choix de l'XPW s'explique par au moins quatre raisons que je liste ici. D'abord, un schéma double CPA avec filtre XPW a déjà été démontré [25, 26] pour améliorer le contraste de plus de trois ordres de grandeur. De plus, la mise au point d'un nouveau schéma XPW avec guidage préalable de l'impulsion dans une fibre creuse a permis d'élargir les possibilités d'implantation du filtre XPW, notamment au niveau multi-millijoule avec de très bonnes efficacités. Cette méthode ne doit pas être confondue avec la technique NER dans les fibres remplies de gaz et notamment le travail de Gaeta *et al.* [27]. L'XPW bénéficie également d'autres avantages, inhérents à l'effet, tels que l'élargissement spectral et l'amélioration de la phase spectrale. Cela pourrait nous permettre d'obtenir des impulsions amplifiées de durée inférieure à 25 fs et donc d'accéder après la technique de la fibre creuse à des impulsions comprimées de durée inférieure à 5 fs. Enfin, l'implémentation d'un tel filtre XPW, sans être exclusive, est plus simple et plus versatile, spécialement au kHz, que des miroirs plasma en fin de chaîne, dans une enceinte sous vide. La dernière raison tient au fait que le LOA, et particulièrement le groupe PCO, détient une expertise et un savoir-faire en matière de génération XPW.

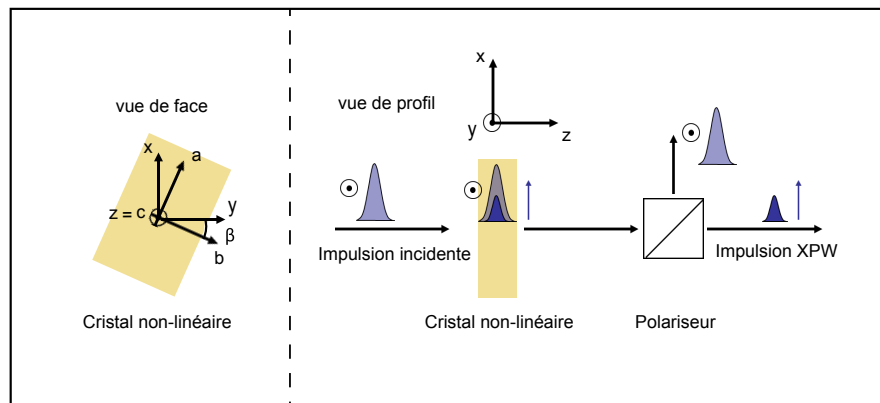


FIGURE 3.1 – Principe de base de la génération de polarisation croisée (XPW). Repère (x,y,z) suivant la polarisation de l'onde XPW (x), du laser incident (y) et de la direction de propagation (z). Repère (a,b,c) suivant les axes cristallographiques. Angle β entre les axes cristallins et les axes de polarisation.

3.3 Etat de l'art et bases de la technique XPW

L'effet XPW est un effet non-linéaire du troisième ordre ($I_{XPW} \propto I_{Laser}^3$) de mélange à quatre ondes dégénéré et achromatique dont le principe est décrit par la Figure 3.1. Une onde polarisée linéairement produit dans un cristal non-linéaire une onde de polarisation croisée. Le phénomène ne se produit efficacement que pour les parties de l'onde incidente suffisamment intenses (de l'ordre de 10^{12} W/cm^2). Autrement dit, le piédestal et les pré-impulsions de l'onde incidente ne sont pas convertis. Un polariseur "croisé" permet alors de ne sélectionner que l'onde XPW. En pratique, c'est le taux d'extinction des polariseurs croisés qui limite l'amélioration du contraste à environ quatre ordres de grandeur. La deuxième conséquence de ce phénomène non-linéaire d'ordre trois est, en première approximation, la réduction de la durée de l'impulsion XPW d'un facteur $\sqrt{3}$ par rapport à l'impulsion laser incidente (élargissement spectral du même facteur $\sqrt{3}$). L'XPW présente l'avantage d'être un processus électronique instantané (par rapport à l'échelle femtoseconde des impulsions laser) et dégénéré en fréquence. Il ne nécessite donc pas d'accord de phase. De plus, il se produit dans des cristaux cubiques où l'accord de vitesse de groupe entre les deux polarisations est automatique. Il est donc particulièrement adapté à l'amélioration du contraste temporel d'impulsions femtosecondes.

Si plusieurs matériaux sont candidats pour l'XPW, tels que le Fluorure de Lithium (LiF) ou le Fluorure de Calcium (CaF_2), le matériau le plus communément utilisé est le Fluorure de Baryum (BaF_2) avec l'orientation cristallographique z

([001]) ou holographique ([011]). Cette dernière est la plus efficace et permet théoriquement d'atteindre des rendements de conversion de l'ordre de 35% et un facteur de raccourcissement temporel de $\sqrt{3}$ correspondant à un processus non-linéaire d'ordre trois [28]. En conséquence, la transmission maximale en termes de puissance crête est de l'ordre de 60%.

3.3.1 Etat de l'art

Les premières travaux de Zheludev [29, 30] à propos de l'influence de l'anisotropie du tenseur $\chi^{(3)}$ sur les changements d'état de polarisation dans les cristaux datent des années 80. Elles furent complétées par les études théoriques d'Hutchings [31, 32] au cours des années 90. Le terme "XPW" n'est cependant apparu qu'à partir des travaux expérimentaux et théoriques de Saltiel et Etchepare [33–35] dans les années 2000. Ces dix dernières années, la communauté utilisatrice de l'XPW s'est élargie au fur et à mesure que ses applications se diversifiaient. D'abord utilisée pour nettoyer et raccourcir temporellement une impulsion laser, notamment dans les architectures double-CPA et pour améliorer le contraste des chaînes 100 TW et PW [5, 36–39], la technique a vu de nouvelles applications émerger telles que le nettoyage spectral d'impulsion de quelques cycles optiques [40, 41], leur caractérisation temporelle [42, 43] et la mise en forme temporelle de laser fibré à haut taux de répétition [44]. Des industriels laser tels que Thales [45] et Amplitude Technologies [46] proposent également des chaînes commerciales qui incluent un filtre XPW.

Malgré cet essor de la technique, au début de ma thèse, l'énergie d'entrée du filtre XPW était limitée à quelques centaines de microjoules pour obtenir une conversion efficace. Ainsi, l'énergie de sortie était à son tour limitée à moins d'une centaine de microjoules. Récemment, l'amélioration de l'efficacité de conversion [28, 47, 48] et l'augmentation de l'énergie d'entrée jusqu'au niveau multi-millijoule [49] ont été réalisés avec succès. Cependant parvenir à réaliser ces deux conditions en même temps est resté un défi qui n'a été relevé qu'au cours de la thèse [50].

Dans les premières configurations expérimentales, le cristal XPW était placé au foyer d'une lentille ou d'un miroir afin d'optimiser le profil spatial au niveau du cristal. La qualité spatiale du faisceau incident est en effet primordial pour une bonne efficacité de conversion. Dans cette configuration, l'efficacité avec un cristal est comprise entre 10% et 15% [48]. Ceci est dû à une saturation prématurée de l'effet à cause de l'autofocalisation du faisceau fondamental dans le cristal. De plus, augmenter l'énergie d'entrée dans un tel schéma à un cristal requiert des longueurs de focalisation allant jusqu'à plusieurs dizaines de mètres. Une option alternative consiste en le positionnement du cristal hors foyer. Cependant, la qualité du faisceau est en général moins bonne et les rendements de conversion interne

ne dépassent la barre des 15%.

Une manière élégante et efficace d'augmenter l'efficacité XPW est d'utiliser un schéma à deux cristaux [48, 51]. Dans ce schéma, le premier cristal est placé au foyer d'un système de focalisation et le second à une distance donnée après le foyer Kerr dû à l'autofocalisation dans le premier cristal. L'efficacité maximale dans ce schéma peut s'élever à 30%. Encore une fois, la distance entre les deux cristaux augmente avec l'énergie d'entrée et limite en pratique la mise en place de ce schéma au-delà de quelques centaines de microjoules. Pour filtrer efficacement des impulsions d'énergie plus élevée avec un seul cristal, les efforts se sont alors concentrés sur l'amélioration de la qualité spatiale hors foyer de l'impulsion incidente. Une technique de mise en forme spatiale, permettant d'obtenir un profil top-hat, couplée à un filtrage par iris a permis d'obtenir de bonnes efficacités au niveau sub-millijoule [47, 59] mais n'a pas été démontré au-delà. L'utilisation d'un iris seul au niveau multi-millijoule a conduit à des efficacités inférieures de l'ordre de 10% [49].

En 2010, lors d'expériences en collaboration avec le Laboratoire Charles Fabry (LCF) de l'Institut d'Optique Graduate School (IOGS), nous avons proposé un schéma basé sur le filtrage par fibre creuse de l'impulsion incidente avant le cristal XPW [50]. Cette méthode a permis d'obtenir des efficacités internes de l'ordre de 35% avec des cristaux de BaF₂, proches du maximum théorique. Nous avons également démontré que ce schéma pouvait être utilisable avec des énergies de plus de 10 mJ tout en donnant d'excellents rendements [52]. Le schéma sera décrit en détails dans le chapitre 5, partie 5.3.

3.3.2 Bases théoriques

L'effet XPW est un processus dégénéré de mélange à quatre ondes qui repose sur le tenseur de non-linéarité d'ordre trois d'un cristal donné, $[\chi^{(3)}]$, et en particulier de son anisotropie, σ , définie par:

$$\sigma = \frac{\chi_{xxxx}^{(3)} - 2\chi_{xyyx}^{(3)} - \chi_{xxyy}^{(3)}}{\chi_{xxxx}^{(3)}} \quad (3.1)$$

L'interaction à haute intensité d'une onde incidente (champ A), polarisée linéairement, avec le cristal engendre la génération d'une onde de polarisation orthogonale (champ B). Le phénomène est en première approximation décrit par l'ensemble d'équations couplées définies par l'équation 3.2 où l'on a décomposé le terme de droite de manière à faire apparaître le terme dominant dans chaque équation accompagné d'un terme négligeable à bas rendement, proportionnel au champ

B, multiplié par une fonction f ou g , dépendant de A et B.

$$\begin{cases} -i\frac{\partial A}{\partial z} = \gamma_1 |A|^2 A + f(A, B) \times B \\ -i\frac{\partial B}{\partial z} = \gamma_2 |A|^2 A + g(A, B) \times B \end{cases} \quad (3.2)$$

Dans ces équations, les coefficients γ_1 et γ_2 sont uniquement fonction de la longueur d'onde, du cristal et de l'orientation β de ses axes par rapport à la polarisation de l'onde incidente. γ_1 représente l'auto-modulation de phase (SPM) subie par le champ incident A. γ_2 quantifie lui l'effet XPW dont l'origine est donc le champ A. Il est directement proportionnel à $\chi^{(3)}$ et σ , si bien qu'un cristal présentant une anisotropie trop faible n'a que peu d'intérêt pour l'XPW. Au premier ordre, où on ne suppose que la présence du champ A initialement, on peut s'en tenir à ces deux termes seulement. Le rapport de ces deux quantités est $\gamma_2/\gamma_1 \approx 1/4$ pour un angle β maximisant le rendement XPW. Ainsi, même lorsque la SPM est forte sur le champ incident, ce qui est le cas pour obtenir un rendement élevé, l'onde XPW est, quant à elle, largement exempte d'effets délétères sur son spectre. L'expression des coefficients γ ainsi que celle des fonctions f et g sont explicitées dans la partie suivante (section 3.4).

Pour mesurer l'intensité avec laquelle le processus XPW a lieu, on utilise communément le facteur S défini par:

$$S = \gamma_0 \times I \times L \quad (3.3)$$

où:

- $\gamma_0 = (6\pi/8n_0\lambda) \chi_0^{(3)}$,
- I est l'intensité de l'onde incidente sur le cristal,
- L est la longueur du cristal.

S peut être vu comme l'intégrale B subie par le fondamental à la traversée du cristal. Typiquement l'intensité pour une génération efficace est de l'ordre de quelques 10^{12} W/cm², juste en dessous du seuil de génération de continuum.

3.3.3 Longueurs caractéristiques

Il est tout d'abord intéressant d'estimer quelques longueurs caractéristiques sur lesquelles la génération XPW peut être affectée par la dispersion, les effets non linéaires et l'auto-raïdissement. On définit donc trois longueurs caractéristiques, L_D , L_{NL} et L_{SS} , mesurant respectivement l'effet de la dispersion, l'impact des processus de mélange à quatre ondes qui accompagnent l'XPW et la force de

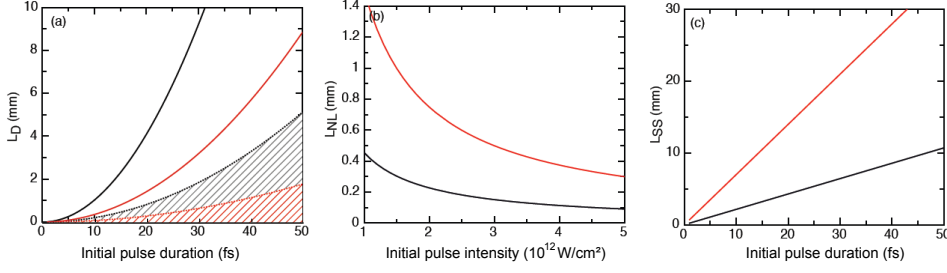


FIGURE 3.2 – Cas du BaF_2 sous les hypothèses d'un élargissement de $\sqrt{3}$ du spectre XPW par rapport au spectre initial et d'un haut rendement XPW ($\eta \approx 30\%$). (a) Longueur de dispersion, L_D , pour la pompe (ligne noire) et l'XPW (ligne rouge) en fonction de la durée initiale d'impulsion. Les aires hachurées délimitent la zone dans laquelle les deux impulsions sont affectées par la dispersion du cristal ($< 0.2 L_D$); (b) Longueur non-linéaire, L_{NL} , pour la pompe (ligne noire) et l'XPW (ligne rouge) en fonction de l'intensité initiale; (c) Longueur d'auto-raïdissement, L_{SS} , pour la pompe (ligne noire) et l'XPW (ligne rouge) en fonction de la durée initiale d'impulsion.

l'auto-raïdissement (*Self-Steepening* en anglais) [53]:

$$L_D = T_0^2 / \beta_2 \quad (3.4a)$$

$$L_{NL} = 1 / (\gamma_i |A_0|^2) \quad (3.4b)$$

$$L_{SS} = \omega_0 T_0 L_{NL} \quad (3.4c)$$

où β_2 est la GVD ($36 \text{ fs}^2/\text{mm}$ pour le BaF_2), T_0 la durée de l'impulsion initiale à $1/e^2$ ($T_0 = 1,65 \times \Delta t$) et γ_i est lié au coefficient non linéaire γ_0 . Pour un cristal de BaF_2 en coupe holographique ($[011]$), tourné par rapport à la polarisation du champ incident d'un angle β optimisant l'effet XPW, $\gamma_{\text{fondamental}} = 1,4 \gamma_0$ et $\gamma_{\text{XPW}} = 1,75 \gamma_0$.

Chacune de ses longueurs doit être comparée à la longueur du cristal utilisé afin d'en déterminer l'influence. La figure 3.2 représente ces trois longueurs caractéristiques dans le cas d'un cristal de BaF_2 . On s'est placé dans le cas le plus intéressant, celui des hauts rendements ($\eta \approx 30\%$). On a aussi fait l'hypothèse que l'impulsion XPW subit une réduction de durée d'un facteur $\sqrt{3}$ par rapport à

l'impulsion initiale. Sur la figure 3.2(a), L_D est représentée en fonction de la durée d'impulsion initiale. La longueur de dispersion pour l'XPW est d'autant plus courte que l'impulsion XPW subit un raccourcissement temporel (ici supposée être $\sqrt{3}$). Même si le BaF₂ est un milieu peu dispersif et que la quantité de matière traversée est faible (≈ 2 mm), la GVD ne peut être négligée pour des impulsions de moins de 30 fs. Sur la figure 3.2(b), L_{NL} est inférieure à un millimètre pour l'impulsion fondamentale (pompe) lorsque l'intensité est comprise entre $2 \times 10^{12} \text{W/cm}^2$ et $5 \times 10^{12} \text{W/cm}^2$. Enfin, sur la figure 3.2(c), on observe que l'effet de l'auto-raïdissement ne commence à se faire sentir que pour des impulsions de moins de 30 fs. La première conclusion est que pour des impulsions de durée supérieure à 50 fs, les effets de la dispersion et de l'auto-raïdissement sont peu ressentis. Dans le régime intermédiaire, de 50 fs à 20 fs, ces effets commencent à devenir importants pour bien représenter le processus XPW. Dans le régime "few-cycle" ($\Delta t < 10$ fs, leur influence est cruciale, et en particulier la dispersion, responsable de l'élargissement temporel de l'impulsion, va limiter les possibilités de réduction de durée d'impulsion par XPW.

Pour le cas précis d'impulsions de 25 fs et d'une intensité caractéristique de $3 \times 10^{12} \text{W/cm}^2$ sur un cristal de BaF₂ de 2 mm, on obtient pour l'impulsion pompe: $L_{NL} (0,15 \text{ mm}) < L_D (6 \text{ mm}) \sim L_{SS} (5,35 \text{ mm})$ et pour l'impulsion XPW $L_{NL} (0,7 \text{ mm}) < L_D (2,3 \text{ mm}) \sim L_{SS} (10 \text{ mm})$. On remarque que $L_{NL}(\text{XPW}) \sim 4L_{NL}(\text{pompe})$ et par conséquent la SPM sur l'impulsion XPW a peu d'influence en comparaison de la SPM sur le faisceau de pompe. De plus, dans le régime du cycle optique, $L_D = 200 \mu\text{m}$ et la dispersion est donc l'effet prédominant. Dans un filtre XPW standard, la longueur non-linéaire typique du cristal est 1 mm dans le régime du cycle optique, 2 mm pour les schémas à un cristal et 4 mm pour les schémas à deux cristaux. En conséquence, aucun de ces effets ne peut être négligé lorsque l'on s'intéresse aux impulsions ultra-courtes et ultra-intenses avec de forts rendements.

3.4 Théorie et modélisation complète de l'XPW

3.4.1 Equation vectorielle de propagation d'ondes couplées

Les deux modèles numériques qui seront présentés en détails par la suite ont été développés de manière indépendante. Ainsi ils font appel à un formalisme différent pour représenter l'évolution des champs lors de l'interaction. Néanmoins, ils s'appuient sur une base commune, l'équation vectorielle de propagation d'ondes couplées et la description de la polarisation non-linéaire en termes de tenseur de non-linéarités ($\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, ...). Je rappelle donc ici l'équation qui sert de point de

départ aux deux modèles numériques. Cette équation pour le champ électrique \mathbf{E} s'obtient à partir des équations de Maxwell et s'écrit sous la forme (Eq. 3.5):

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \nabla (\nabla \cdot E) = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (3.5)$$

Le vecteur polarisation \mathbf{P} s'exprime en fonction du champ \mathbf{E} et se décompose en deux parties, une polarisation linéaire, \mathbf{P}_L correspondant à la réponse linéaire du milieu, et une polarisation non linéaire, \mathbf{P}_{NL} permettant de prendre en compte la réponse non linéaire du matériau. On fait l'hypothèse que cette réponse est instantanée. On suppose également que le milieu est centrosymétrique (cas des cristaux utilisés pour l'XPW), si bien que seules les puissances impaires de \mathbf{E} apparaissent dans la définition de \mathbf{P}_{NL} . Enfin, on se limite au premier ordre du développement de \mathbf{P}_{NL} , c'est-à-dire au terme d'ordre trois en puissance de \mathbf{E} (Eq. 3.6):

$$P_{NL} = [\chi^{(3)}] EE^*E \quad (3.6)$$

3.4.2 Modélisation numérique 1D à l'aide de Matlab

Description du modèle

A partir des équations 3.5 et 3.6, on a développé un code de calcul 1D (ondes planes) à pas fractionnaires (*split-step*) [54, 55] prenant en compte la dispersion, l'auto-raïdissement et tous les processus de mélange à quatre ondes dont l'auto-modulation de phase (SPM), la modulation de phase croisée (*Cross-Phase Modulation* en anglais, XPM) et la génération de polarisation croisée (XPW). Un précédent modèle avait été développé de manière indépendante dans le groupe PCO par Charles G. Durfee [56] qui prenait en compte les effets précédents sauf l'auto-raïdissement et la dispersion du $\chi^{(3)}$ qui ont permis d'affiner davantage les simulations conformément aux observations expérimentales.

L'ensemble de ces effets se retrouve dans le système d'équations couplées qui régit l'évolution de l'impulsion fondamentale (également appelée impulsion initiale ou pompe), définie par son champ électrique A, et de l'impulsion XPW, définie par son champ B (Eq. 3.7):

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{i}{24} \beta_4 \frac{\partial^4}{\partial t^4} \right) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = i \gamma_0 G \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) M \quad (3.7)$$

où:

$$\beta_m = \text{Re} \left[\left(\frac{\partial^m k}{\partial \omega^m} \right)_{\omega_0} \right] \quad (3.8a)$$

$$\gamma_0 = \left(\frac{6\pi}{8n_0\lambda} \right) \chi_0^{(3)}(\lambda) \quad (3.8b)$$

$$G = \begin{bmatrix} \gamma_1 & \gamma_2 & 2\gamma_2 & 2\gamma_3 & \gamma_3 & \gamma_4 \\ \gamma_2 & \gamma_3 & 2\gamma_3 & 2\gamma_4 & \gamma_4 & \gamma_5 \end{bmatrix} \quad (3.8c)$$

$$M' = [AAA^*, AAB^*, ABA^*, ABB^*, BBA^*, BBB^*] \quad (3.8d)$$

Les coefficients γ_i ne dépendent que de γ_0 , la non-linéarité d'ordre trois, σ , l'anisotropie du tenseur $\chi^{(3)}$, et de β , l'orientation du cristal par rapport à l'axe de la polarisation du laser incident. Leur expressions analytiques pour les orientations cristallographiques [001] et [011] peuvent être consultées dans [28] dont je reproduis ci-dessous un tableau (Tableau 3.1).

	z [001]	h [011]
γ_1	$\gamma_0[1 - (\sigma/2)\sin^2(2\beta)]$	$\gamma_0[D - (\sigma/4)\cos(2\beta)]$
γ_2	$-\gamma_0(\sigma/2)\sin(2\beta)\cos(2\beta)$	$-\gamma_0(\sigma/8)\sin(2\beta)[3\cos(2\beta) - 1]$
γ_3	$(\gamma_0/3)(4 - \sigma) - \gamma_1$	$(\gamma_0/3)[D - (3\sigma/4)\cos(4\beta)]$
γ_4	$-\gamma_2$	$\gamma_0(\sigma/8)\sin(2\beta)[3\cos(2\beta) + 1]$
γ_5	γ_1	$\gamma_0[D + (\sigma/4)\cos(2\beta)]$
β_0	$0^\circ; 45^\circ; 90^\circ; 135^\circ; 180^\circ$	$0^\circ; 35,3^\circ; 90^\circ; 144,7^\circ; 180^\circ$

TABLE 3.1 – Expression des coefficients γ_i pour les orientations cristallographiques z [001] et h [011]. $D = 1 - 7\sigma/16 + (3\sigma/16)\cos(4\beta)$. β_0 représente les angles pour lesquels l'effet XPW est annihilé.

Le système d'équations 3.7 se dérive à partir de l'équation d'onde classique 3.5. La méthode utilisée est explicitée dans [60]. J'en redonne ici les grands principes. Le formalisme de départ de l'équation 3.5 s'écrit sous la forme suivante (Eq. 3.9):

$$\left(\partial_z^2 + \nabla_\perp^2 \right) E(r, t) - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \int_{-\infty}^t dt' \epsilon(t - t') E(r, t') = \frac{4\pi\epsilon_0}{c^2} \partial_t^2 P_{NL}(r, t) \quad (3.9)$$

où:

$$\nabla_{\perp}^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2 \quad (3.10a)$$

$$\epsilon(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \epsilon(\omega) \exp(-i\omega t) \quad (3.10b)$$

$$\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi\chi(\omega) \quad (3.10c)$$

$$P_{NL}(r, t) = [\chi^{(3)}] E^3 \quad (3.10d)$$

avec $\chi(\omega)$ la susceptibilité linéaire du vide et $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ A.s/(V/m) la perméabilité du vide.

Dans notre cas, les termes de diffraction sont retirés car on considère une propagation à une dimension suivant la direction perpendiculaire au cristal.

On applique ensuite la méthode de résolution proposée par Brabec *et al.* [60] ce qui permet d'obtenir l'équation 3.7 dans l'approximation de l'onde lentement variable (*Slowly Evolving Wave Approximation* en anglais, SEWA). Cette dernière impose les conditions suivantes sur le champ électrique E de l'onde:

$$|\partial_z E| \ll \beta_0 |E| \quad (3.11)$$

où:

$$\beta_0 = \text{Re}[k(\omega_0)] = (\omega_0/c)n_0 \quad (3.12a)$$

$$k(\omega) = (\omega/c)\sqrt{\epsilon(\omega)} \quad (3.12b)$$

n_0 étant l'indice de réfraction du milieu à ω_0 .

Si l'on considère une impulsion de quelques cycles optiques, alors la dispersion du $\chi^{(3)}$ (et de γ_0) doit être prise en compte. Pour inclure ces termes, on écrit à nouveau l'équation 3.7 sous la nouvelle forme:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{i}{24}\beta_2 \frac{\partial^4}{\partial t^4} \right) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}$$

$$= i\gamma_0 G \left[1 - i \left(\frac{1}{\omega_0} + \frac{\beta_{1\chi}}{\beta_{0\chi}} \right) \frac{\partial}{\partial t} + \left(\frac{\beta_{1\chi}}{\omega_0 \beta_{0\chi}} + \frac{\beta_{2\chi}}{2\beta_{0\chi}} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] M \quad (3.13)$$

Dans cette équation, γ_0 est calculé à la longueur d'onde centrale du spectre initial et les coefficients β_χ sont obtenus à partir de $\beta_{0\chi}$ par dérivations successives par rapport à λ . Ils sont donnés par les formules suivantes:

$$\beta_{0\chi} = \frac{\chi^{(3)}(\lambda_0)}{\lambda_0} \quad (3.14a)$$

$$\beta_{1\chi} = \frac{1}{2\pi c} \left[\chi^{(3)}(\lambda_0) - \lambda_0 \frac{d\chi^{(3)}}{d\lambda}(\lambda_0) \right] \quad (3.14b)$$

$$\beta_{2\chi} = \frac{\lambda_0^3}{4\pi^2 c^2} \frac{d^2 \chi^{(3)}}{d\lambda^2}(\lambda_0) \quad (3.14c)$$

Méthode de simulation numérique

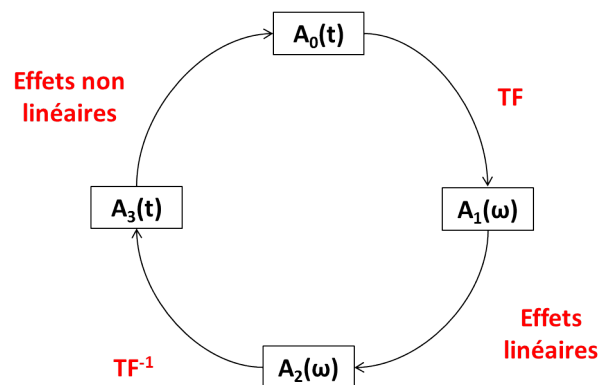


FIGURE 3.3 – Schéma de la méthode split-step pour un pas de propagation

On résout ensuite numériquement ce système d'équations avec un code développé sous Matlab. La méthode à pas divisés (*split-step* en anglais) utilisée pour résoudre séparément les effets linéaires et non-linéaires a d'abord été implémentée par Arnaud Malvache [61] pour simuler la propagation d'impulsions courtes dans une fibre creuse remplie d'un gaz rare. Je l'ai adaptée au cas de la propagation

dans un cristal XPW. La figure 3.3 schématise le principe de la méthode. Pour chaque pas dz , la "propagation" peut-être divisée en deux étapes indépendantes à condition que le pas soit suffisamment petit. La première, dans le domaine spectral, prend en compte les effets linéaires (tels que la dispersion et la différence de vitesse de groupe), tandis que la seconde, ramenée dans le domaine temporelle par transformée de Fourier inverse, permet de prendre en compte les effets non-linéaires en résolvant l'équation 3.7 sans les termes de gauche en β_m . Cela revient à traiter indépendamment le terme de gauche dans le domaine spectral en premier lieu, puis le terme de droite dans le domaine temporel dans un deuxième temps. La taille optimale de chaque pas dz est déterminée par la méthode Runge-Kutta à pas variable d'ordre six [62]. Les données de simulation obtenues avec ce code sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux réalisés avec différentes intensités et durées d'impulsion mais aussi avec différents cristaux. L'ensemble de ces résultats est détaillé dans les sections suivantes.

Validation du code et premiers résultats

Rappel: on utilise le paramètre S , défini dans la section 3.3.2, pour mesurer l'intensité du processus XPW. Un S proche de zéro correspond à un effet XPW faible tandis qu'un S proche de 5 correspond à la limite de génération de continuum dans le cristal XPW. A titre indicatif, pour $S = 1$, le rendement est d'environ 5%.

Le code a d'abord été validé par rapport à la dépendance angulaire du rendement de conversion en fonction des axes cristallins puis avec la référence précédemment établie par Lorenzo Canova dont le domaine de validité est restreint au régime de faible rendement ($S \leq 1$). Ces courbes sont tracées plus loin, dans la partie consacrée au code 3D, afin de mettre en regard les différences entre les deux codes (Figs. 3.9, 3.10, partie 3.4.3). Ici, on s'intéresse aux différences notables dans le domaine spectral dès le régime de bas rendement. Comme on va le voir, l'expérience vient confirmer favorablement les nouveaux résultats.

Dans les simulations de Lorenzo dans le régime de non-déplétion de la pompe, le calcul en sortie de cristal était direct (pas de propagation) et ne prenait en compte ni la dispersion, ni l'auto-raïdissement. Cette méthode permet de reproduire fidèlement la courbe d'efficacité et l'élargissement spectral de l'XPW à bas rendement ainsi qu'une partie des effets de phase sur le spectre. Ces résultats sont également observables avec le nouveau code. Cependant certaines limites ont été observées même à bas rendement avec le code précédent. En particulier, le blue-shift, i.e. le décalage vers les longueurs d'onde courtes du barycentre spectral, typique de l'XPW, n'apparaît pas à phase nulle alors qu'il est présent expérimentalement. La figure 3.4 permet d'observer la différence sur ce point précis entre les deux codes

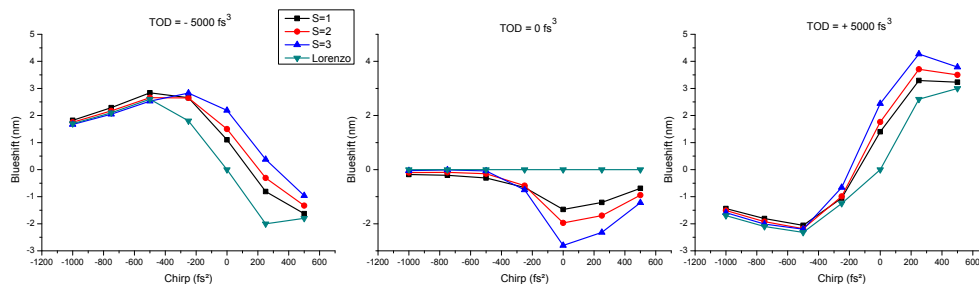


FIGURE 3.4 – Représentation du blue-shift en fonction du chirp pour trois valeurs du ϕ^3 (TOD). Résultats obtenus par Lorenzo Canova pour $S \approx 1$ [57] et par le nouveau code pour trois valeurs de S . Cristal de BaF_2 de 2 mm et impulsion de 30 fs.

pour différentes valeurs de la phase spectrale d'ordre trois ($\phi^{(3)}$). On observe des tendances similaires lorsque $\phi^{(3)} = \pm 5000 \text{ fs}^3$. Mais ce n'est pas le cas lorsque $\phi^{(3)} = 0 \text{ fs}^3$. Avec le nouveau code de calcul, on observe clairement un décalage vers le bleu du spectre XPW pour un chirp compris entre $\pm 500 \text{ fs}^2$. Ce décalage est d'autant plus prononcé que le rendement est élevé (S grand). En testant un à un les effets présents dans le nouveau code, on a mis en évidence l'influence de l'auto-raïdissement et de la dispersion du $\chi^{(3)}$ pour expliquer le blue-shift. Dans notre code, c'est principalement l'auto-raïdissement qui est responsable du blue-shift lorsque la phase spectrale initiale est nulle.

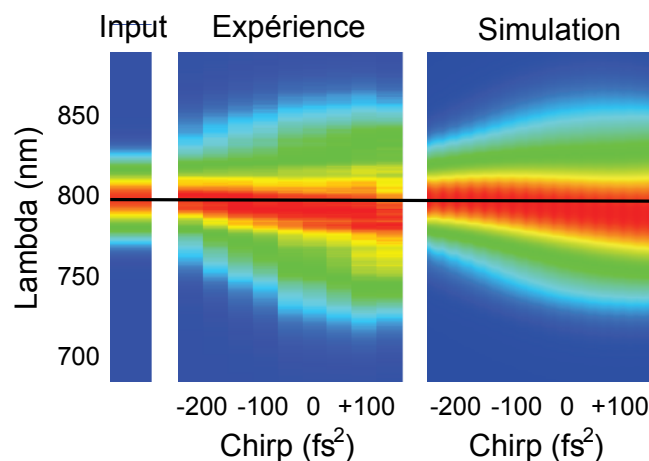


FIGURE 3.5 – Comportement spectral de l'XPW en fonction du chirp initial: comparaison entre l'expérience (à gauche) et la simulation (à droite). La colonne la plus à gauche représente le spectre initial, gaussien, centré à 800 nm, d'une impulsion de 25 fs.

La figure 3.5 représente le spectre XPW obtenu pour un chirp initial donné dans le cas d'une impulsion de 25 fs avec un spectre gaussien centré à 800 nm. Le spectre de cette impulsion est représenté dans la colonne de gauche. La carte de gauche est celle obtenue expérimentalement en utilisant le Dazzler pour modifier le chirp et celle de droite est obtenue par simulation. Dans les deux cas, S est compris entre 2 et 3 (cas de rendement modéré) et on suppose que la phase spectrale du troisième ordre est nulle. De la comparaison de ces deux cartes, il ressort tout d'abord une même tendance, allant à l'élargissement progressif du spectre XPW lorsque l'on passe d'un chirp légèrement négatif ($\approx -100 \text{ fs}^2$) à un chirp positif ($\approx +100 \text{ fs}^2$). La forme du spectre est également similaire dans les deux cas même si l'on note un élargissement légèrement plus prononcé vers les basses longueurs d'onde lors de l'expérience. Toutefois, la majeure différence réside dans le fait qu'expérimentalement, le spectre XPW est décalé vers le bleu de quelques nanomètres supplémentaires par rapport à la simulation, et ce quel que soit le chirp. Je reviendrai sur ce point que l'on ne parvient pas à expliquer pour l'instant dans la section 4.2.3 du prochain chapitre.

Néanmoins, en tenant compte de ce décalage, le code fournit des données très proches des valeurs observées lors des mesures expérimentales pour les hauts rendements et les impulsions ultra-courtes. On peut donc s'en servir pour étudier systématiquement un certain nombre de phénomènes. Dans la partie 4, je m'intéresse aux effets de phase sur le spectre XPW à bas et haut rendements, ce qui me permettra notamment de pointer l'influence de la SPM du fondamental sur le sur-élargissement du spectre XPW. La comparaison avec des données expérimentales sera également présentée. Avant cela, je présente une application du code Matlab 1D à la détermination des caractéristiques non-linéaires relatives à l'XPW du Diamant.

Utilisation du code Matlab pour la détermination des caractéristiques non-linéaires du Diamant

Le Diamant synthétique, produit par dépôt chimique en phase vapeur (CVD pour *Chemical Vapor Deposition*), est *a priori* un bon candidat pour la génération XPW. Comparé au BaF₂, le Diamant-CVD se caractérise par une plus grande pureté cristalline, une plus grande conductivité thermique et une grande dureté [64, 65]. En conséquence, on s'attend à ce que le Diamant-CVD ait une plus haute tenue au flux et une qualité de poli plus grande, ce qui en fait un excellent cristal pour les applications à haute puissance moyenne (énergie et taux de répétition élevés). Afin de caractériser la génération XPW avec le Diamant, on doit d'abord déterminer les caractéristiques non-linéaires qui nous intéressent ($\chi^{(3)}$ et σ) et qui sont peu ou pas connues. On a donc utilisé le code Matlab mis en place et on s'est servi du

	Symmetry	Bandgap (eV)	Index (800nm)	GVD (800nm) (fs ² /cm)	TOD (800nm) (fs ³ /cm)	$\chi_{xxxx}^{(3)}$ (10 ⁻²² m ² /V ²)	σ
BaF ₂	Fm3m	9.21	1.47	370	200	1.59	-1.2
CVD-Diamond	Fd3m	5.45	2.40	1750	840	11*	-1.8*

TABLE 3.2 – Propriétés du BaF₂ et du Diamant-CVD (*: valeurs déterminées lors de nos expériences)

cas du BaF₂, que l'on maîtrise, comme d'une abaque pour déduire ces grandeurs. On peut alors comparer les propriétés linéaires et non-linéaires du Diamant-CVD et du BaF₂ ainsi que leurs performances respectives en termes de rendement de conversion et de comportement spectro-temporel. Dans la suite de cette partie, on note CVD-C le Diamant-CVD et on utilise la lettre "C" placée entre parenthèses pour dénoter les grandeurs qui s'y rapportent. On utilisera la lettre "B" pour le BaF₂.

Afin d'être un candidat potentiel pour la génération XPW, la maille cristalline doit posséder certaines caractéristiques. D'abord, elle doit être à symétrie cubique ou tétragonale (soit au moins un plan isotrope en régime linéaire). Cependant on préfère la première car elle est exempte de l'apparition parasite de biréfringence linéaire dans le cas où le cristal est légèrement désaligné. Ensuite, le milieu doit être transparent de l'UV jusque dans l'IR, i.e. avoir une bande interdite supérieure à 4 eV, afin d'éviter l'absorption multi-photonique. De plus, l'efficacité XPW est proportionnelle au produit du $\chi_{xxxx}^{(3)}$ et de l'anisotropie σ du tenseur $\chi^{(3)}$. Idéalement donc, un cristal XPW doit présenter une grande valeur de σ afin d'optimiser le rendement tout en conservant un indice non-linéaire faible, $n_2 \propto \chi_{xxxx}^{(3)}$, afin de limiter la SPM de l'impulsion d'entrée. Enfin, comme la dispersion du matériau déforme l'enveloppe temporelle de l'impulsion durant la propagation, la GVD et la TOD doivent être aussi faibles que possible. Le diamant-CVD possède les deux premières caractéristiques mais les valeurs de n_2 et σ ne sont pas bien connues. Le Tableau 3.2 résume les paramètres d'intérêt du BaF₂ et du Diamant-CVD à 800 nm. Comme on peut le voir, le Diamant a une bande interdite plus faible, un indice optique plus élevé, une plus grande dispersion mais aussi des coefficients non-linéaires plus élevés.

Afin de déterminer les caractéristiques non-linéaires du Diamant, on a comparé un cristal de 0.6 mm, en coupe [001] avec un cristal de BaF₂ de 2 mm en coupe [011]. Le terme diagonal du tenseur des nonlinéarités d'ordre trois est mesuré par la technique du Z-scan [66]. Cette première expérience a été effectuée sur la source laser de la Salle Noire avec des impulsions de 30 fs à 800 nm, au kHz, avec une énergie de quelques dizaines de microjoules. La polarisation du laser est linéaire

et on oriente le cristal afin d'éteindre l'effet XPW. En comparant l'amplitude du signal Z-scan pour les deux échantillons, on peut en déduire immédiatement le ratio des n_2 et ainsi la valeur du $\chi_{xxxx}^{(3)}$ du Diamant connaissant celle dans le BaF_2 . Or, $\chi_{xxxx}^{(3)} = 1.59 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$ dans le BaF_2 [67]. On en déduit que $\chi_{xxxx}^{(3)}(\text{C}) = 11 \times 10^{-22} (\pm 5\%) \text{ m}^2/\text{V}^2$ ($n_2(\text{C}) \approx 5 \times 10^{-20} \text{ W}^2/\text{cm}^{-2}$) pour le CVD-C. Cette valeur correspond aux ordres de grandeur donnés dans la littérature [68–70] et confirme que le Diamant est très non-linéaire.

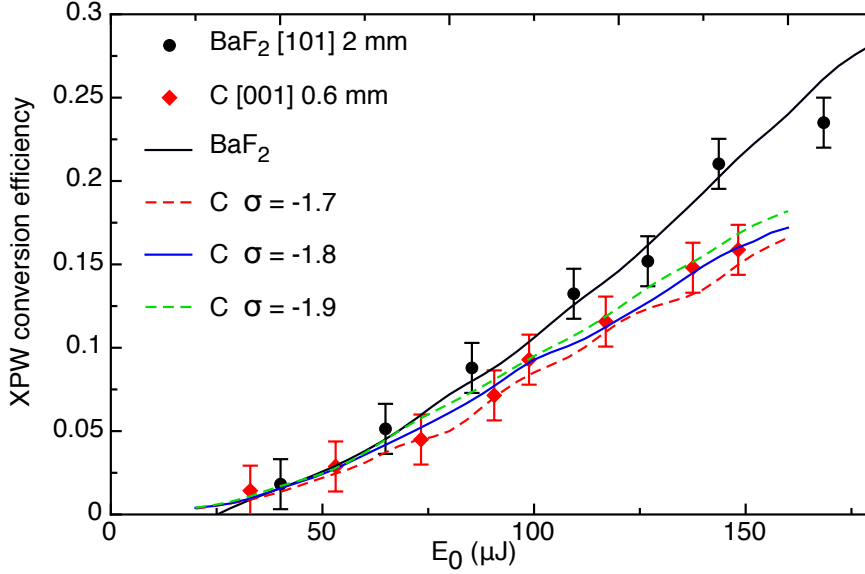


FIGURE 3.6 – Efficacité XPW interne mesurée pour le BaF_2 (2 mm, coupe [011], cercles noirs) et le CVD-C (0.6 mm, coupe [001], losanges rouges). E_0 est l'énergie incidente, pertes par reflexion déduites. Les courbes théoriques pour le BaF_2 (ligne noire), le CVD-C pour différentes valeurs de σ ($\sigma = -1.7$ (ligne pointillée rouge), $\sigma = -1.8$ (ligne bleue), $\sigma = -1.9$ (ligne pointillée verte)). Ligne pointillée bleue : efficacité théorique pour un cristal de CVD-C en coupe [011] de 0.6 mm avec $\sigma = -1.8$.

Comme l'efficacité de l'effet XPW est fonction d'une combinaison linéaire des termes non-diagonaux du tenseur $\chi^{(3)}$, on peut se servir de cet effet pour déterminer la valeur de σ . Dans de précédentes études, Minkovski *et al.* ont établi que pour l'orientation d'un cristal maximisant le signal XPW dans le régime de non déplétion (i.e. rendement faible), le signe de l'ellipticité induite sur le faisceau fondamental par le processus non-linéaire est directement lié au signe de σ [35]. Ce test simple indique que les σ du BaF_2 et du CVD-C sont de même signe, i.e. négatifs. Pour déterminer avec plus de précisions la valeur de $\sigma(\text{C})$, on mesure l'efficacité XPW en fonction de l'énergie d'entrée, jusqu'à 25% d'efficacité, pour

les deux échantillons, tous les autres paramètres restant identiques. Le laser mis à disposition par Fastlite pour cette expérience délivre 56 fs à 800 nm et 300 μJ , à 100 Hz. Le setup XPW utilisé est décrit dans [50] et plus en détails dans cette thèse (cf. partie 5.3, chapitre 5). Le faisceau d'entrée est spatialement filtré par une fibre creuse de 40 cm de long et d'un diamètre interne de 250 μm . Les deux cristaux sont placés l'un après l'autre à la même position, quelques centimètres après la fibre. L'ensemble {cristal + fibre} est sous vide et placé entre deux polariseurs croisés. L'efficacité mesurée, corrigée en tenant compte des pertes par réflexion sur les cristaux, est tracée sur la figure 3.6.

Les tendances expérimentales sont bien reproduites avec notre modèle numérique, en particulier dans le cas du BaF_2 . Pour le Diamant, comme on a déterminé précédemment la valeur de $\chi_{xxxx}^{(3)}$, σ reste le seul paramètre indéterminé. $\sigma = -1.8 \pm 0.1$ donne un excellent accord entre la théorie et les données expérimentales. L'efficacité de conversion est supérieure à 20% pour le cristal de 2 mm de BaF_2 comme on s'y attend dans cette configuration efficace de filtrage. Le cristal de Diamant, bien qu'il soit plus fin, est presque aussi efficace. Ceci est le résultat d'un indice non-linéaire et d'une anisotropie élevés. En conséquence, le Diamant apparaît comme un matériau prometteur pour la génération XPW, en particulier pour les impulsions de durée comprise entre 50 fs et 500 fs, pour lesquelles la dispersion plus grande du Diamant a peu d'influence. Pour les applications, une fine couche de SiO_2 sur les faces du cristal permettrait de réduire les hautes pertes par réflexion (16% par interface).

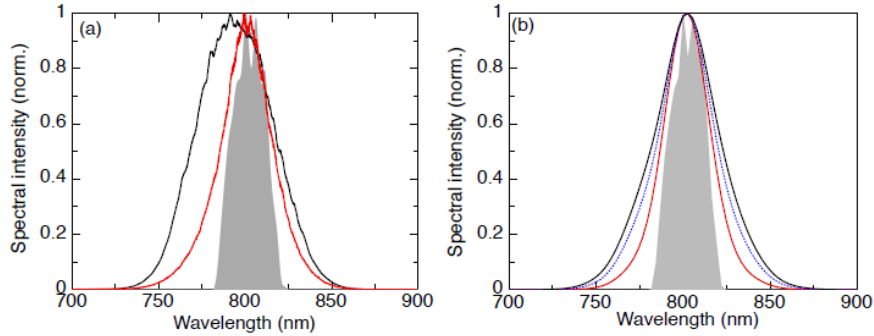


FIGURE 3.7 – Spectres expérimentaux (a) du laser (zone grisée), de l'XPW dans le BaF_2 [011] (noir) et dans le CVD-C [001] (rouge). (b) Spectres théoriques du laser (zone grisée), de l'XPW dans le BaF_2 [011] (noir), dans le CVD-C [001] (rouge) et dans le CVD-C [011] (bleu).

On compare ensuite les propriétés spectro-temporelles des signaux XPW pour

les deux cristaux dans les mêmes conditions. Les spectres expérimentaux sont comparés au spectre d'entrée sur la figure 3.7(a). Dans chaque cas, comme prévu après XPW, le spectre a subi un élargissement et une mise en forme significatifs. Le spectre initial de 20 nm est élargi à 49 nm et 40 nm dans le BaF₂ et le CVD-C respectivement (facteur d'élargissement spectral de 2,3 et 2). Le spectre d'entrée, carré et modulé, est adouci et transformé en un spectre proche d'une gaussienne. Cependant, le spectre XPW obtenu avec le BaF₂ est légèrement plus proche d'une gaussienne. Ce comportement est confirmé par les simulations (Fig. 3.7(b)). D'après les simulations, la différence de comportement est principalement due aux différentes orientations cristallographiques des deux cristaux. En effet, cette différence conduit à un équilibre différent des effets non-linéaires au cours du processus [63]. A y regarder de plus près, on se rend compte qu'un cristal de Diamant en coupe [011] devrait produire un spectre vraiment similaire au BaF₂ en coupe [011] comme le montre la courbe simulée de la figure 3.7(b). On s'attend également à une efficacité de conversion plus importante avec la coupe [011], comme le montre la figure 3.6. On note expérimentalement que le blue-shift est de 10 nm pour le BaF₂ et de 5 nm pour le CVD-C. La première raison est celle d'un rendement inférieur dans le cas du Diamant bien que l'intensité sur le cristal soit comparable. Cela est dû aux non-linéarités et aux orientations cristallographiques différentes pour chaque cristal. L'écart observé peut également avoir d'autres origines. N'étant parvenu à identifier l'ensemble des phénomènes à l'origine du blueshift, je dois me limiter ici à l'émission d'hypothèses, à savoir, par exemple, l'effet d'une ionisation multiphotonique plus faible ou d'une contribution Raman différente dans le CVD-C [64] par rapport à ce qui a été observé dans le BaF₂ [71].

Afin de confirmer le raccourcissement temporel associé à l'élargissement spectral, la dispersion résiduelle des impulsions XPW est compensée à l'aide de miroirs chirpés. Les impulsions comprimées sont ensuite caractérisées à l'aide d'un Wizzler. La figure 3.8 résume les résultats obtenus. Les durées FWHM mesurées pour l'XPW, 22 fs avec le BaF₂ et 28 fs avec le Diamant, sont toutes deux proches de leur transformée de Fourier. La mesure confirme également l'amélioration du contraste cohérent de l'impulsion filtrée par XPW sur une échelle temporelle femtoseconde. Le piédestal initial, causé par les modulations rapides du spectre laser, est fortement réduit au cours du processus XPW. La mesure du contraste cohérent de l'impulsion XPW est limitée dès ± 200 fs autour du pic par la dynamique de détection de 5 ordres de grandeur de l'appareil.

En conclusion, le filtrage XPW à l'aide du Diamant CVD a été démontré. L'étude a également permis de déterminer les caractéristiques non-linéaires des cristaux de Diamant CVD en s'appuyant notamment sur le modèle numérique

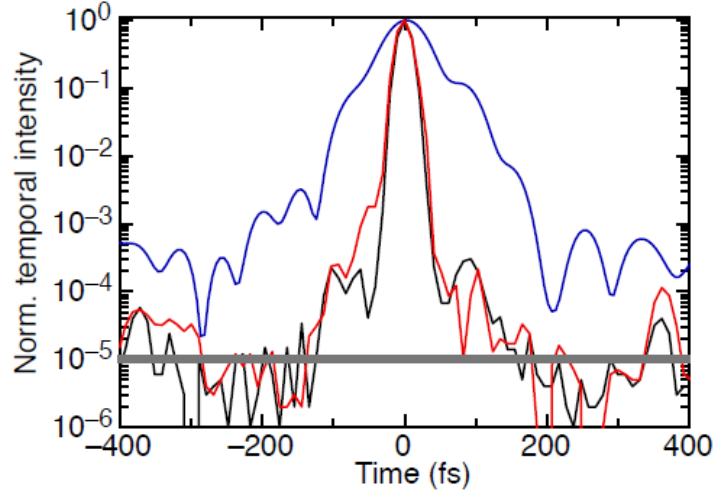


FIGURE 3.8 – Profils temporels mesurés avec Wizzler représentés en échelle logarithmique: laser (bleu, 57 fs FWHM), après XPW dans le BaF₂ (noir, 22 fs FWHM) et après XPW dans le CVD-C (rouge, 28 fs FWHM). La ligne épaisse désigne la limite de détection.

développé: $\chi_{xxxx}^{(3)} = 11 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$ et $\sigma = -1,8$. Ces valeurs montrent que le CVD-C est un milieu fortement non-linéaire et anisotrope, et donc a priori bien adapté à la génération de polarisation croisée. Avec un cristal de 0,6 mm, d'orientation [001], on a obtenu des efficacités internes élevées, un élargissement spectral d'un facteur deux et un nettoyage temporel de l'impulsion significatif. Les performances pourraient être améliorées avec un cristal d'orientation [011] et le dépôt d'une pellicule d'adaptation d'indice sur les faces du cristal afin de diminuer les pertes par réflexion. Compte tenu des excellentes propriétés thermo-mécaniques du Diamant, et à condition que la couche d'adaptation d'indice ne diminue pas son seuil de dommage, le Diamant-CVD est un excellent candidat pour le filtrage par XPW de lasers de haute puissance, à haut taux de répétition.

3.4.3 Modélisation des effets spatiaux lors de la propagation à l'aide du logiciel CommodPro

Le modèle théorique précédent présente la limitation de ne pas prendre en compte les effets spatiaux transverses lors de la propagation (simulation en ondes planes). Or l'étude du couplage spatio-spectral de la génération XPW est importante lorsque l'on atteint le régime de rendements élevés pour lequel rien n'indique *a priori* une génération homogène du faisceau XPW. La dynamique spatio-temporelle de l'XPW a fait l'objet de plusieurs études précédemment [72, 73] et

notamment dans le but d'optimiser les schémas à deux cristaux [74]. Ici, j'ai souhaité, à l'aide du logiciel CommodPro (CP) de la société Oxalis Laser [75], dont la structure est comparable au logiciel Miro du CEA [76], simuler la propagation d'un faisceau dans une chaîne laser suivant les trois axes de l'espace et la variable temporelle. Cela va nous permettre d'observer la propagation spatiale des faisceaux fondamental et XPW et de représenter l'évolution des propriétés spectrales du faisceau XPW au cours de cette propagation. On va ainsi pouvoir mettre en évidence le rôle de l'effet Kerr dans la remise en forme spatio-temporelle des impulsions XPW.

Dans la suite, je présente d'abord le logiciel CommodPro, notamment le modèle physique utilisé, son traitement numérique et le mode de calcul le plus adapté à la propagation d'impulsions courtes en trois dimensions. Malheureusement bien que ces logiciels incorporent cet effet dans leur modèle, il n'existe aucun élément prédéfini permettant d'observer la génération de polarisation croisée. C'est pourquoi nous avons décidé d'ajouter ce nouvel élément standard, que l'on a appelé "cristalXPW". Je consacre donc une partie à détailler la définition de cet élément dans CP et la modification du code de calcul afin de pouvoir l'utiliser. Je présente également la validation de l'élément sur un certain nombre de cas tests que je compare tantôt aux prédictions théoriques, tantôt au code Matlab. Enfin, dans le chapitre 4, la section 4.2.2 est consacrée aux nouveaux résultats obtenus grâce au code. Ils permettent d'observer le couplage spatio-temporel de l'effet XPW.

Introduction sur CP

CP reprend principalement l'architecture et les outils de Miro. Ces deux codes ont des possibilités quasiment infinies pour la simulation de systèmes et d'effets physiques complexes qu'il serait trop long d'explicitier ici. J'encourage le lecteur intéressé à se reporter à la documentation complète de Miro [77] qui présente à la fois les modèles physiques utilisés, les différents modes de calcul disponibles, les objets (amplificateur, lame de verre, etc.) prédéfinis ainsi qu'un grand nombre d'exemples. Ici, je me limiterai à la description des éléments de CP que j'ai utilisés pour la simulation de l'effet XPW en me basant sur la documentation de Miro. Dans un premier temps, je rappelle le modèle physique utilisé par CP/Miro et le mode de calcul permettant la prise en compte la plus complète des effets physiques intervenant dans nos expériences. Je présente ensuite la paramétrisation des impulsions et le choix de la boîte de calcul et sa discrétisation. La description de l'élément "cristalXPW" et la modification du code de calcul font l'objet de la dernière section. J'y inclus les résultats de tests de paramétrisation/validation de l'élément et de l'effet.

Modèle physique et mode de calcul

Partant des équations 3.5 et 3.6, Miro/CP fait l'hypothèse que le champ peut être représenté par une somme discrète d'ondes planes de vecteur d'onde \mathbf{k}_l et de fréquence ω_l . Après avoir effectué cette discrétisation du champ \mathbf{E} suivant ses différentes composantes spectrales \mathbf{E}_l et une normalisation de chacune d'elles de sorte que la somme de leur module soit égale à l'intensité de l'impulsion, chaque composante vérifie, dans un matériau diélectrique "standard" (ref. [77] p. 9), l'équation de Schrodinger non-linéaire 3.15:

$$-2ik_l \left(\frac{\partial E_l}{\partial z} + \frac{1}{v_{g,l}} \frac{\partial E_l}{\partial t} \right) + \Delta_{\perp} E_l + 2k_l \sigma_l \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - ik_l v_l E_l + 2k_l \frac{\omega_l \gamma_l}{c} \frac{1}{3} (2E_l \cdot E_l^* E_l + E_l \cdot E_l E_l^*) = 0 \quad (3.15)$$

où:

- $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ est le laplacien transverse,
- v_l est le coefficient d'absorption,
- γ_l l'indice non linéaire,
- $v_{g,l} = \frac{\partial \omega}{\partial k}(k_l)$ est la vitesse de groupe,
- $\sigma_l = \frac{\omega''(k_l)}{2\omega'(k_l)} = -\frac{1}{2}k''(\omega_l)$ est la dispersion des vitesses de groupe.

L'expression *matériau diélectrique "standard"* exclut en fait les cristaux XPW, si bien que l'équation 3.15, tout en étant générale, n'est pas interprétée par le code de calcul comme génératrice de polarisation croisée. Cela vient uniquement de la résolution numérique qui, au moment de son implémentation, n'a pas fait cas de l'XPW en tant que tel. La création de l'élément XPW et l'implémentation d'une modification du code d'origine permettent de réparer cette injustice.

L'équation 3.15 est l'équation la plus générale résolue par Miro/CP. Seuls les modes de calcul *spectre large* et *modulation de phase* la résolvent sans plus de simplification. La seule différence entre ces deux modes réside dans le fait qu'en *modulation de phase*, la boîte de discrétisation temporelle change de taille pour prendre en compte l'étirement/compression de l'impulsion, ce qui permet de réduire le temps de calcul nécessaire. Dans notre cas, cela n'aura pas beaucoup d'influence car la traversée d'un cristal XPW n'a que peu d'influence sur la durée de l'impulsion.

Schéma numérique et traitement de l'effet Kerr

La méthode utilisée est celle du pas fractionnaire comme dans notre code Matlab. Dans le cas tridimensionnel qui nous intéresse, Miro/CP utilisent des transformées

de Fourier *spatio-temporelles* afin de prendre en compte simultanément les effets spatiaux et temporels. Enfin, de même que dans le code Matlab, chaque pas fractionnaire est subdivisé en deux afin de traiter séparément l'effet Kerr et les effets de diffraction et de dispersion. Cela présente un avantage énorme pour implémenter l'effet XPW associé à l'élément "cristalXPW" puisqu'il suffit d'ajouter dans le code une fonction *case* permettant de basculer le calcul de l'effet Kerr classique vers l'effet XPW (prise en compte de tous les termes croisés) lorsque l'élément traversé est un cristal XPW. Le choix de la longueur du pas fractionnaire Δz est fonction de l'intégrale B accumulée sur le pas. Par analogie, on choisit le paramètre S pour l'XPW. Le critère exprime que l'intégrale B accumulée sur le pas Δz doit être plus petite qu'un déphasage ϵ arbitraire. Cela se traduit par la condition mathématique suivante (Eq. 3.16):

$$\max \frac{\omega_l}{c} \gamma I_l^{crete} \Delta z < \epsilon \quad (3.16)$$

Le maximum est pris sur l'ensemble indicé par l de discrétisation en fréquence du champ électrique de l'impulsion. La même condition est utilisée dans le cas de l'XPW. Le choix de ϵ conditionne le nombre de pas et donc le temps de calcul. Nous n'avons pas cherché à optimiser sa valeur dans le cas de l'XPW sous CP. On a en effet considéré que l'onde incidente ne subissait pas de compression/étirement de plus d'un ordre de grandeur à la traversée d'un cristal XPW. Ainsi, on a assigné une valeur à ϵ permettant de fixer le déphasage maximal lors d'un pas à un certain pourcentage du déphasage total, i.e. de la valeur de S. Supposons que S vaille 1, et que l'on ait choisi ϵ de sorte que le déphasage maximal lors d'un pas soit de 1 mrad, alors il y aura 1000 pas. De manière équivalente, un cristal de 1 mm sera alors divisé en 1000 couches de 1 μm d'épaisseur.

Condition de validité des hypothèses du mode modulation de phase

Dans le mode *modulation de phase*, Miro/CP font l'hypothèse que le champ \mathbf{E} de spectre large peut s'écrire sous la forme:

$$E(x, y, t; z) = \epsilon(x, y, t; z) e^{i\phi(t)} \quad (3.17)$$

où ϵ est de spectre étroit et ϕ une fonction de phase. On définit alors la *fréquence instantanée* par:

$$\bar{\omega}(t) = \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.18)$$

Pour nos études, nous nous limitons au cas où la dérive de fréquence est au

plus linéaire, soit:

$$\bar{\omega}(t) = 2bt \quad (3.19)$$

où le paramètre b peut être spécifié dans Miro/CP. Il représente le chirp de l'impulsion utilisée. Pour que le traitement numérique qui est fait soit valide, il est nécessaire et suffisant que $2b \geq 1/\delta t^2$, où δt est le pas de temps. Autrement dit la racine carrée du chirp temporel maximal de l'impulsion doit être inférieure au pas de temps choisi (condition 3.20):

$$\sqrt{|chirp|} \leq \delta t \quad (3.20)$$

N'ayant jamais utilisé d'impulsion pré-chirpée avec CP car ce n'était pas là le but principal, la condition 3.20 a toujours été automatiquement vérifiée.

Définition des impulsions et de la boîte de calcul

Les impulsions source sont définies par leur énergie, leur longueur d'onde centrale et leur profil d'intensité spatio-temporelle. Dans nos études, l'énergie est un paramètre libre que l'on ajuste pour obtenir des conditions d'interaction similaires à l'expérience. La longueur d'onde centrale est celle de nos lasers, et donc 800 nm en général. Pour la génération XPW, on simule des impulsions comprimées, la valeur du chirp est donc nulle. Bien que cela n'ait pas été fait, il aurait été possible de faire varier le chirp légèrement car cela influence l'interaction. Cependant, le logiciel CP est principalement utilisé pour observer la propagation spatiale. En choisissant des impulsions de 30 fs pour les simulations, on se libère de l'influence du chirp sur les excursions envisagées ($\pm 50 \text{ fs}^2$ au maximum si l'on souhaite prendre en compte la longueur des cristaux). Le dernier paramètre est le profil d'intensité spatio-temporelle, $I(x, y, t)$. Comme l'on s'intéressera en particulier à la propagation dans la configuration où le cristal XPW est placé après une fibre creuse (cf. partie 5.3), on choisit la source comme étant un faisceau gaussien avec un waist à la sortie de la fibre déterminé par le diamètre interne de la fibre. On a mesuré expérimentalement la propagation en sortie de fibre. On a ainsi pu déterminer le waist en sortie de fibre. Cette valeur est ensuite utilisée pour définir la source dans CP. On vérifie enfin que les simulations confirment une propagation identique à la mesure initiale. Avec nos impulsions de durée $\Delta T = 30 \text{ fs}$ et avec nos fibres de $250 \mu\text{m}$ de diamètre interne, le waist vaut $\omega = 48 \mu\text{m}$ (diamètre à $1/e^2 = 96 \mu\text{m}$) et le profil gaussien d'intensité s'écrit de la manière suivante:

$$I(x, y, t) = \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln(2)} \times t/\Delta T \right)^2 \right]$$

$$\times \exp \left[- \left(\left(2\sqrt{\ln(2)} \times x/2\omega \right)^2 + \left(2\sqrt{\ln(2)} \times y/2\omega \right)^2 \right) \right] \quad (3.21)$$

Pour compléter la définition du système, il faut encore préciser dans CP la taille et le nombre de points de la boîte de calcul sur les axes spatiaux et temporel. Typiquement, on choisit un segment de 300 fs découpé en 64 points pour la partie temporelle, et un carré de 6 mm de côté cartographié par une grille de 128 x 128 points dans le domaine spatial. Cette taille de boîte permet de représenter l'élargissement temporel et la divergence des faisceaux jusqu'à 1 m environ après le cristal sans observer d'effets de bord trop importants. La source étant définie, il suffit alors de positionner le cristal à la distance souhaitée et de placer une lame servant pour la lecture des résultats après le cristal. La propagation se faisant sous vide, la partie temporelle de l'impulsion ne subit aucune modification jusqu'au cristal. Par contre, le faisceau diverge suivant la loi des faisceaux gaussiens. Le calcul des champs dans le cristal est fait selon le mode de calcul *modulation de phase* présenté dans la section précédente avec la prise en compte de l'effet XPW que je vais décrire à présent.

Implémentation et test de l'élément "cristalXPW" dans CP

L'implémentation de l'élément "cristalXPW" et l'apparition dans le code du calcul spécifique de l'XPW est le fruit d'une collaboration avec François Nesa d'Oxalis-Laser, société qui développe CommodPro (CP). Ensemble, nous avons incorporé les équations XPW telles qu'elles apparaissent dans l'équation 3.7 de la partie 3.4 ainsi que les coefficients γ_i correspondant aux différentes orientations cristallographiques utilisées (cf. tab. 3.1, partie 3.4). Une fois ce travail effectué, nous avons ajouté à la liste offerte par CP, l'élément "cristalXPW" qui permet d'utiliser ces équations. Son paramétrage est identique à celui d'une "lame de verre" (épaisseur, indice, transmission, dispersion, ...) avec l'ajout :

- d'un angle (en degré) permettant le choix de l'orientation des axes du cristal par rapport à l'axe de la polarisation incidente;
- d'un choix de coupe du cristal (holographique [011] ou suivant l'axe z [001]) qui détermine l'orientation optimale : 64.5° pour [011] et 22.5° pour [001];
- d'une susceptibilité non-linéaire d'ordre 3 correspondant au $\chi^{(3)}$;
- d'un facteur σ correspondant à l'anisotropie du $\chi^{(3)}$;
- d'une fréquence de diagnostique en pas, qui permet l'affichage au cours du calcul du pas en cours et de l'évolution des énergies suivant chaque axe de polarisation.

Dans les modes *spectre large* et *modulation de phase*, l'utilisation de l'élément XPW entraîne la commutation du code vers le calcul des équations XPW au lieu de l'effet Kerr classique. Cela n'a pas d'incidence sur les résultats obtenus. La méthode utilisée a simplement permis de ne pas modifier les parties du code existantes mais plutôt d'ajouter une "branche" dédiée au calcul de la génération de polarisation croisée dans l'élément "cristalXPW". Afin de confirmer la validité de l'implémentation des équations et de l'élément "cristalXPW", on effectue une série de tests visant à vérifier:

1. la dépendance en angle de la génération XPW pour chaque orientation cristallographique;
2. la dépendance en énergie, tout autre paramètre étant inchangé, du rendement de conversion XPW;
3. la propagation spatiale après le cristal XPW dans un cas test.

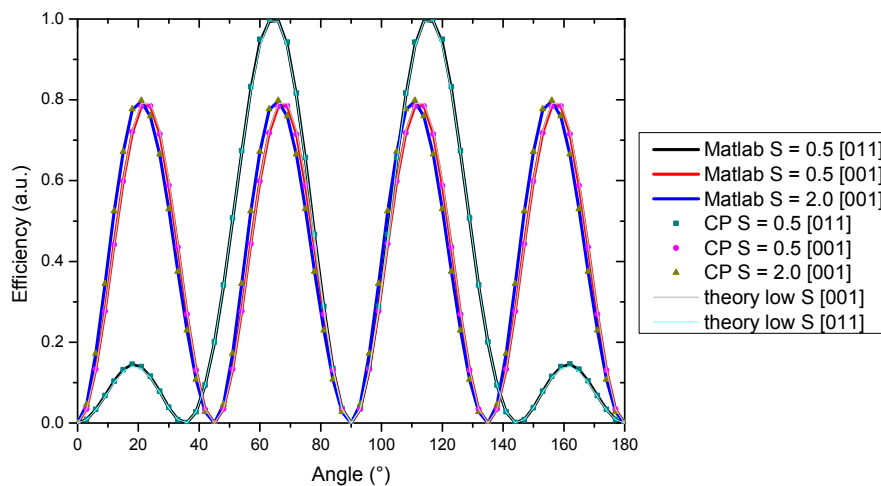


FIGURE 3.9 – Tests du code de simulation CP et de l'élément "cristalXPW": les résultats obtenus avec CP sont comparés aux résultats obtenus avec le code Matlab (partie 3.4.2) et le modèle théorique simplifié ne prenant en compte que les termes de couplage dû à la polarisation non-linéaire (Eq. 3.2). Dépendance angulaire du rendement dans les coupes [001] pour $S = 0,5$ et $S = 2$ et [011] pour $S = 0,5$ avec Matlab et CP et les courbes théoriques à bas rendement.

Pour les tests, j'ai pris un cristal de BaF_2 d'un millimètre d'épaisseur et une impulsion de 30 fs à 800 nm. Le premier test concerne la dépendance angulaire du rendement. La figure 3.9 résume les résultats obtenus avec les codes CP et

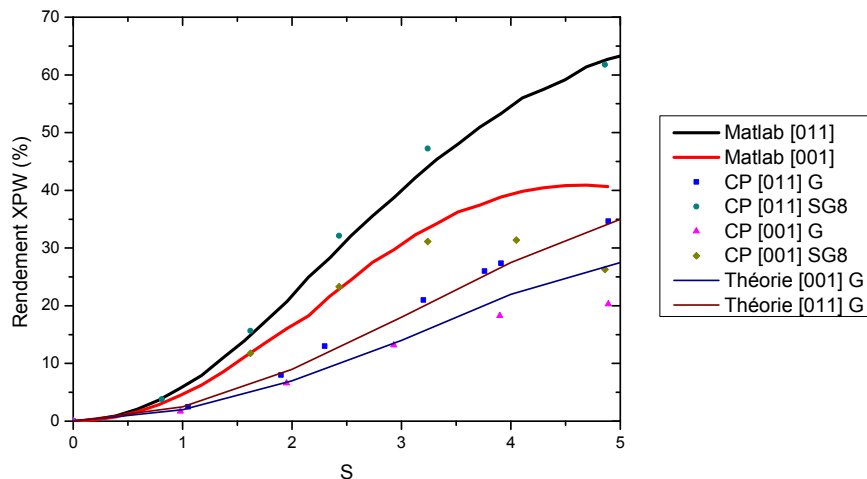


FIGURE 3.10 – Tests du code de simulation CP et de l'élément "cristalXPW": les résultats obtenus avec CP sont comparés aux résultats obtenus avec le code Matlab (partie 3.4.2) et le modèle théorique simplifié ne prenant en compte que les termes de couplage dû à la polarisation non-linéaire (Eq. 3.2). Rendement de conversion en fonction du paramètre S dans les coupes [001] et [011] avec Matlab (onde plane), CommodPro (faisceau gaussien, "G" et super-gaussien d'ordre 8, "SG8") et le modèle théorique simplifié (faisceau gaussien, "G").

Matlab dans différentes conditions: orientation [001] ou [011], $S = 0,5$ ou $S = 2$. Les courbes théoriques sont obtenues à partir de la résolution de l'équation 3.2. Pour faciliter la lecture graphique, on a normalisé à 1 le rendement maximum pour $S = 0,5$ de la coupe [011]. Le rendement en coupe [001] avec $S = 0,5$ a ensuite été tracé par rapport à la normalisation précédente afin de respecter la différence des deux coupes en termes d'efficacité maximale. La dernière série de données pour la coupe [001] et $S = 2$ a ensuite été normalisée au même niveau que l'autre cas en coupe [001]. Les positions théoriques des maxima et minima sont reproduites avec les deux codes avec un excellent accord. En particulier, il est clair qu'en coupe [001], l'angle qui maximise la conversion XPW se décale légèrement avec la valeur du paramètre S mais pas les positions des minima. On a vérifié que ce n'était pas le cas en coupe [011].

Sur la figure 3.10, la comparaison de la dépendance du rendement XPW en fonction du paramètre S montre la même évolution avec les deux codes et le modèle théorique de base. On peut la décomposer en trois régimes: 1) bas rendement avec une efficacité faible et "plate" à bas S , 2) rendement modéré à fort avec une zone de croissance linéaire du rendement, et 3) un plateau où la saturation de l'effet de conversion est atteint. On remarque, en outre, que le comportement est différent

entre les coupes cristallographiques [001] et [011]. En effet, pour cette dernière, la saturation apparaît nettement plus tard ($S = 5$) alors que pour la coupe [001], la saturation apparaît dès $S = 3$ et conduit à une reconversion pour des S plus grands. Un décalage quantitatif subsiste néanmoins entre les codes Matlab et CP. Ceci est dû à la définition spatiale du faisceau (gaussien avec CP alors qu'il était de forme carrée avec Matlab). Afin de démontrer la cohérence des deux modèles, j'ai tracé les résultats obtenus avec CP lorsque l'on utilise une onde incidente super-gaussienne d'ordre 8 spatialement. Le profil top-hat du faisceau se rapproche alors d'une onde plane et conduit aux mêmes résultats qu'avec Matlab pour l'orientation [011]. Pour un cristal avec une coupe [001], les deux codes divergent pour des valeurs de S élevées : le rendement avec CP est plus faible qu'avec Matlab. Un effet de saturation apparaît plus tôt lorsque les effets spatiaux sont pris en compte, conformément aux observations expérimentales. On perçoit l'amorce du même comportement en coupe [011]. Cependant, comme elle est plus efficace que la coupe [001], il aurait fallu poursuivre la courbe au-delà de $S = 6$ pour observer l'effet plus clairement. Le constat est le même lorsque l'on compare les résultats de CP avec les valeurs issues du modèle théorique simplifié. L'absence d'effets spatiaux dans ce dernier ne permet pas de rendre compte de la saturation prématurée. CP est donc consistant avec les modèles précédents et il permet en plus de reproduire plus fidèlement les conditions réelles d'interaction.

Enfin, pour tester la propagation spatiale, on reproduit avec CP les conditions d'une expérience menée par Charles Durfee et Xiaowei Chen, dont le but était d'observer la focalisation des faisceaux après XPW en raison de l'effet Kerr. Les conditions de l'expérience étaient les suivantes:

- impulsions de 22 fs, $45\mu\text{J}$;
- cristal de BaF_2 de 1 mm en coupe [001] placé au foyer d'une lentille de 1500 mm;
- transmission globale de 18%, soit un rendement XPW interne de l'ordre de 20% à 25%.

Avec ces informations, on est capable avec CP de créer la source des impulsions laser, puis de placer la lentille de focale 1500 mm et le cristal avec les caractéristiques décrites au foyer afin d'obtenir le rendement obtenu lors de l'expérience. On place ensuite des diagnostics après le cristal pour observer la propagation tel que cela a été fait pendant l'expérience. Les résultats expérimentaux et numériques démontrent un très bon accord comme on l'observe sur la figure 3.11. Sur le fondamental d'abord, on observe une zone de déplétion jusqu'à 1 cm après le cristal dans les deux cas: expérimentalement, l'intensité est moindre au centre du faisceau et numériquement, cela se traduit par une taille de faisceau plus importante. Ensuite, sur les deux faisceaux, un foyer Kerr est mis en évidence à la fois expérimentale-

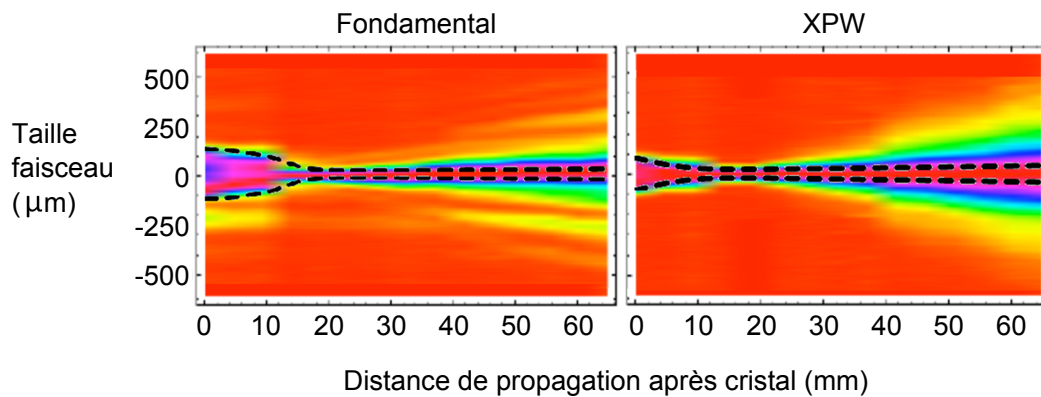


FIGURE 3.11 – Comparaison de la propagation des faisceaux fondamentaux (impulsion pompe) et XPW après le cristal : mesures expérimentales réalisées par Charles G. Durfee et Xiaowei Chen (carte de couleurs) et calcul numérique de la taille du faisceau (diamètre à $1/e^2$) par le logiciel CommodPro (courbe noire hachurée).

ment et numériquement et les positions sont concordantes. D’après la figure 3.11, il semble que le code prévoit une divergence des faisceaux moins importante que celle mesurée expérimentalement. Cela peut être dû à une légère différence des tailles de faisceaux en entrée, ainsi qu’à la différence entre les faisceaux réels dont les profils ne sont pas parfaitement gaussiens et les faisceaux utilisés pour la simulation. De plus, nous n’avons pas pris en compte les effets de la propagation dans l’air, ni la dépendance en λ de l’autofocalisation dans le cristal. Ce dernier point est abordé dans la partie 4.2.3. Néanmoins, à ces détails près qu’une étude plus fine permettrait de gommer, le code reproduit fidèlement la réalité de l’interaction XPW.

3.5 Conclusion

Ce chapitre a été l’occasion d’introduire la problématique de l’amélioration du contraste dans les chaînes CPA et de justifier le choix de la technique XPW. J’ai ensuite présenté le détail théorique de l’effet et les méthodes numériques mis en place durant la thèse. Ces nouveaux outils de simulation 1D et 3D ont été validés par rapport aux références précédentes et un certain nombre de cas tests. L’utilité de chaque modèle a été illustré par une application ou observation simple. Le code 1D a été utilisé pour la détermination des paramètres non-linéaires de cristaux Diamant tandis que le code 3D a permis d’observer la refocalisation après cristal par effet Kerr. Ces outils sont à nouveau mis à contribution dans le chapitre suivant afin de confirmer de nombreux comportements de l’XPW que l’on a par ailleurs

mis en évidence expérimentalement.

Bibliographie

- [1] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rudisinski, "Resonant absorption of laser light by plasma targets," *Phys. Rev. Lett.* **28**, 795-799 (1972). :1972
- [2] F. Brunel, "Not-so-resonant, resonant absorption," *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52-55 (1987). :1987
- [3] D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C.-G. Wahlstrom, P. McKenna, "Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses," *Appl. Phys. Lett.* **89**, 021502 (2006). :2006
- [4] T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Monot, J. P. Geindre, E. Lefebvre, and P. Martin, "Proton acceleration with high-intensity ultrahigh-contrast laser pulses," *Phys. Rev. Lett.* **99**, 185002 (2007). :2007
- [5] A. Flacco, F. Sylla, M. Veltcheva, M. Carrié, R. Nuter, E. Lefebvre, D. Batani and V. Malka, "Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration," *Phys. Rev. E* **81**, 036405 (2010). [30](#), [34](#)
- [6] <http://www.fidtechnology.com> [31](#)
- [7] <http://www.leysop.com> [31](#)
- [8] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe, "Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection," *Opt. Comm.* **148**, 70-74 (1998). :1998
- [9] A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Opt. Comm.* **88**, 437-440 (1992). :1992
- [10] H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, and T. Yamanaka, "High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification by β -BaB₂O₄ crystal," *Opt. Lett.* **28**, 257-259 (2003). :2003
- [11] C. Dorrer, I. Begishev, A. Okishev, and J. Zuegel, "High-contrast optical-parametric amplifier as a front end of high-power laser systems," *Opt. Lett.* **32**, 2143-2145 (2007). :2007

- [12] H. Kiriya, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, A. Akutsu, H. Okada, T. Motomura, S. Kondo, S. Kanazawa, A. Sagisaka, J. Ma, I. Daito, H. Kotaki, H. Daido, S. Bulanov, T. Kimura, and T. Tajima, "Generation of high-contrast and high-intensity laser pulses using an OPCPA preamplifier in a double CPA, Ti:sapphire laser system," *Opt. Comm.* **282**, 625–628 (2009). :2009
- [13] S. Adachi, N. Ishii, T. Kanai, A. Kosuge, J. Itatani, Y. Kobayashi, D. Yoshitomi, K. Torizuka, and S. Watanabe, "5-fs, multi-mJ, CEP-locked parametric chirped-pulse amplifier pumped by a 450-nm source at 1 kHz," *Opt. Exp.* **16**, 14341–14352 (2008). :2008
- [14] A. Renault, F. Augé-Rochereau, T. Planchon, P. d'Oliveira, T. Auguste, G. Chériaux and J. P. Chambaret, "ASE contrast improvement with a nonlinear filtering Sagnac Interferometer," *Opt. Comm.* **248**, 535–541 (2005). :2005
- [15] R. W. Boyd, "Nonlinear Optics," Academic Press, Boston, 161–171 (1992). :NLO
- [16] Stolen, R. H., Botineau, I. and Ashkin, A., "Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers," *Opt. Lett.* **7**, 512–514 (1982). :1982
- [17] Winful, H. G., "Self-induced polarization changes in birefringent optical fibers," *Appl. Phys. Lett.* **47**, 213 (1985). :1985
- [18] Jullien, A.; Augé-Rochereau, F.; Chériaux, G.; Chambaret, J.-P.; d'Oliveira, P.; Auguste, T. and Falcoz, F. "High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence," *Opt. Lett.*, OSA, 2004, 29, 2184-2186. [31](#)
- [19] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J. P. Rousseau, J. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. Saltiel, "10⁻¹⁰ temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation," *Opt. Lett.* **30**, 920-922 (2005). :2005
- [20] M. Aoyama, T. Harimoto, J. Ma, Y. Akahane, and K. Yamakawa, "Second-harmonic generation of ultra-high intensity femtosecond pulses with a KDP crystal," *Opt. Exp.* **9**, 579–585 (2001). :2001
- [21] A. Marcinkevicius, R. Tommasini, G. D. Tsakiris, K. J. Witte, E. Gaizauskas, and U. Teubner, "Frequency doubling of multi-terawatt femtosecond pulses," *Appl. Phys. B* **79** 547-554 (2004). :2004
- [22] H. Kapteyn, M. Murnane, A. Szoke, and R. Falcone, "Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering," *Opt. Lett.* **16**, 490-492 (1991). :1991
- [23] S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane, D. Gold, H. Nathel, and W. White, "Prepulse suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering from a fluid target," *Opt. Lett.* **18**, 134-136 (1993). :1993

- [24] Doumy, G. and Quéré, F. and Gobert, O. and Perdrix, M. and Martin, Ph. and Audebert, P. and Gauthier, J. C. and Geindre, J.-P. and Wittmann, T., "Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses," *Phys. Rev. E* **69** 026402 (2004). :2004
- [25] Kalashnikov, M.; Risse, E.; Schonagel, H.; Husakou, A.; Herrmann, J. and Sandner, W. "Characterization of a nonlinear filter for the front-end of a high contrast double-CPA Ti:sapphire laser," *Opt. Express*, OSA, 2004, 12, 5088-5097. :2004
- [26] M. Kalashnikov, E. Risse, H. Schonagel, and W. Sandner, "Double chirped-pulse-amplification laser: a way to clean pulses temporally," *Opt. Lett.* **30**, 923-925 (2005). :2005
- [27] Homoelle, D., Gaeta, A. L., Yanovsky, V., and Mourou, G., "Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide," *Opt. Lett.* **27**, 1646–1648 (2002). :2002
- [28] L. Canova, S. Kourtev, N. Minkovski, A. Jullien, R. Lopez-Martens, O. Albert and S. M. Saitiel, "Efficient generation of cross-polarized femtosecond pulses in cubic crystals with holographic cut orientation," *Appl. Phys. Lett.*, 2008, 92, 1102-1104. :08
- [29] A. I. Kovrigin, D. V. Yakovlev, B. V. Zhdanov, and N. I. Zheludev, "Self-induced optical activity in crystals," *Opt. Comm.* **35**, 92 (1980). :1980
- [30] M. G. Dubenskaya, R. S. Zadoyan, and N. I. Zheludev, "Nonlinear polarization spectroscopy in GaAs crystals: one- and two-photon resonances, excitonic effects, and the saturation of nonlinear susceptibilities," *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1174–1178 (1985). :1985
- [31] D. Hutchings, J. Aitchison, B. Wherrett, G. Kennedy, and W. Sibbett, "Polarization dependence of ultrafast nonlinear refraction in an AlGaAs waveguide at the half-band gap," *Opt. Lett.* **20**, 991-993 (1995). :1995
- [32] D. Hutchings, J. Aitchison, and J. Arnold, "Nonlinear refractive coupling and vector solitons in anisotropic cubic media," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 869-879 (1997). :1997
- [33] G. Petrov, O. Albert, J. Etchepare, and S. Saitiel, "Cross-polarized wave generation by effective cubic nonlinear optical interaction," *Opt. Lett.* **26**, 355–357 (2001). :2001
- [34] N. Minkovski, S. Saitiel, G. Petrov, O. Albert, and J. Etchepare, "Polarization rotation induced by cascaded third-order processes," *Opt. Lett.* **27**, 2025–2027 (2002). :2002
- [35] N. Minkovski, G. Petrov, S. Saitiel, O. Albert, and J. Etchepare, "Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration," *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1659–1664 (2004). :2004

- [36] V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko and V. Yanovsky, "Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses," *Opt. Lett.* **31**, 1456–1458 (2006). [34](#)
- [37] M. Kalashnikov, K. Osvay, R. Volkov, H. Schonengel, H. and W. Sandner, "High Temporal Contrast Front End with a multipass Ti:Sa amplifier and a CaF₂-based XPW temporal filter," *CLEO 2011, OSA, CWG3* (2011). [34](#)
- [38] J. Mikhailova, P. Heissler, R. Hoerlein, A. Buck, A. Borot, K. Schmid, C. Sears, L. Waldecker, S. Rykovanov, M. Zepf, F. Krausz, L. Veisz, and G. Tsakiris, "Few-cycle ultrahigh-contrast light pulses for single attosecond pulses in the relativistic regime," *CLEO 2011 San Jose, OSA Technical Digest, LWC4* (2011). [34](#)
- [39] F. Lureau, S. Laux, O. Casagrande, C. Radier, O. Chalus, F. Caradec, and C. Simon-Boisson, "High-energy 1 Hz titanium sapphire amplifier for Petawatt class lasers," *Proc. SPIE 823513* (2012). [34](#)
- [40] A. Jullien, X. Chen, A. Ricci, J. P. Rousseau, R. Lopez-Martens, L. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon and P. Georges, "High-fidelity front-end for high-power, high temporal quality few-cycle lasers," *Appl. Phys. B*, 2010, 102, 769-774. :10
- [41] J. M. Mikhailova, A. Buck, A. Borot, K. Schmid, C. Sears, G. D. Tsakiris, F. Krausz and L. Veisz, "Ultra-high-contrast few-cycle pulses for multipetawatt-class laser technology," *Opt. Lett.*, 2011, 36, 3145-3147. :11
- [42] T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget, V. Crozatier, S. Grabielle, R. Herzog, O. Gobert, and D. Kaplan, "Self-referenced spectral interferometry," *Appl. Phys. B*, 2010, 99, 7-12. :10
- [43] D. E. Adams, T. A. Planchon, J. A. Squier and C. G. Durfee, "Spatiotemporal dynamics of cross-polarized wave generation," *Opt. Lett.*, 2010, 35, 1115-1117 (2010). :10
- [44] Y. Zaouter, L. P. Ramirez, D. N. Papadopoulos, C. Honninger, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay and P. Georges, "Temporal cleaning of a high-energy fiber-based ultrafast laser using cross-polarized wave generation," *Opt. Lett.*, 2011, 36, 1830-1832. :11
- [45] <http://www.thalesgroup.com> [34](#)
- [46] <http://www.amplitude-technologies.com> [34](#)
- [47] A. Jullien, J. P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, O. Albert, G. Chériaux, S. Kourtev, N. Minkovski and S. M. Saitiel, "Highly efficient nonlinear filter for femtosecond pulse contrast enhancement and pulse shortening," *Opt. Lett.*, 2008, 33, 2353-2355. :08

- [48] A. Jullien, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, S. Kourtev, N. Minkovski and S. M. Saitiel, "A two crystal arrangement to fight efficiency saturation in cross-polarized wave generation," *Opt. Exp.*, 2006, 14, 2760-2769. :06
- [49] P. M. Paul and L. Canova, "Development of an 10^{-14} Ultra High Contrast Laser System Using High Energy XPW Filtering Scheme," *CLEO 2010, OSA, CTuK6*. :10
- [50] L. P. Ramirez, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, P. Monot, A. Ricci, A. Jullien, X. Chen, J. P. Rousseau and R. Lopez-Martens, "Efficient cross polarized wave generation for compact, energy-scalable, ultra-short laser sources," *Opt. Exp.*, 2011, 19, 93–98. :11
- [51] Jullien, A.; Kourtev, S.; Albert, O.; Chériaux, G.; Etchepare, J.; Minkovski, N. and Saitiel, S. "Highly efficient temporal cleaner for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation in a dual crystal scheme," *Applied Physics B*, 2006, 84, 409-414. 35
- [52] A. Ricci, A. Jullien, J.- P. Rousseau, Y. Liu, A. Houard, P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, N. Forget and R. Lopez-Martens, "Energy-scalable temporal cleaning device for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation," *Rev. Sci. Inst.* **84**, 043106 (2013). :2013RSI
- [53] G. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," Academic Press, Fourth Edition, 2007. :book
- [54] Weideman, J. A. C., and Herbst, B. M., "Split-step methods for the solution of the nonlinear Schrodinger equation," *SIAM J. Num. Anal.* **23**, 485–507 (1986). :1986
- [55] Wang, H., "Numerical studies on the split-step finite difference method for nonlinear Schrodinger equations," *Appl. Math. and Comp.* **170**, 17–35 (2004). :2004
- [56] Jullien, A., Durfee, C. G., Trisorio, A., Canova, L., Rousseau, J.-P., Mercier, B., Antonucci, L., Chériaux, G., Albert, O., and Lopez-Martens, R., "Non-linear spectral cleaning of few-cycle pulses via cross-polarized wave (XPW) generation," *Appl. Phys. B* **96**, 293–299 (2009). :2009
- [57] Canova, L. "Generation of high contrast, ultra-short pulses for high repetition rate relativistic optics", Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2009. 44, 162
- [58] Albert, O. "Optique non linéaire ultra-rapide," Manuscrit en vue de l'obtention de l'Habilitation à Diriger des Recherches, Faculté des sciences d'Orsay, ENSTA ParisTech, Université Paris-Sud 11, 2010.

- [59] B. Mercier, J.P. Rousseau, A. Jullien, and L. Antonucci, "Nonlinear beam shaper for femtosecond laser pulses, from Gaussian to flat-top profile," *Opt. Commun.* 283, 2900-2907 (2010). :10
- [60] Brabec, T. and Krausz, F. "Nonlinear Optical Pulse Propagation in the Single-Cycle Regime," *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, 1997, 78, 3282-3285. 40, 41
- [61] Malvache, A. "Optique non-linéaire à haute intensité : Compression d'impulsions laser - Interaction laser-plasma", Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2011. 42
- [62] Luther, H. A. "An explicit sixth-order Runge-Kutta formula," *Math. Comp.*, 1968, 22, 434-436. 43
- [63] Kourtev, S.; Minkovski, N.; Canova, L.; Jullien, A.; Albert, O. and Saltiel, S. M. "Improved nonlinear cross-polarized wave generation in cubic crystals by optimization of the crystal orientation" *J. Opt. Soc. Am. B, OSA*, 2009, 26, 1269-1275. :09
- [64] A. A. Kaminskii, V. G. Ralchenko, and V. I. Konov, "Observation of stimulated raman scattering in cvd-diamond," *JETP Letters*, 2004, 80, 298. 45, 49
- [65] A. C. Chiang, Y. Y. Lin, Y. C. Huang, and M. Babzien, "Laser-induced damage threshold at chemical vapor deposition-grown diamond surfaces for 200-ps CO₂ laser pulses," *Opt. Lett.*, 2002, 27, 164-166. :02
- [66] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. V. Stryland, "High-sensitivity, single-beam n₂ measurements," *Opt. Lett.*, 1989, 14, 955. 46
- [67] R. DeSalvo and E. W. V. Stryland, "Infrared to ultraviolet measurements of two-photon absorption and n₂ in wide bandgap solids," *IEEE J. Quantum Electron.*, 1996, 32, 1324. 47
- [68] J. Zhao, G. Jia, X. Liu, Z. Chen, J. Tang, and S. Wang, "Measurement of third-order nonlinear optical susceptibility of synthetic diamonds," *Chin. Opt. Lett.*, 2010, 8, 685. 47
- [69] K. Arya and S. S. Jha, "Tight-binding bonding orbital model for third-order nonlinear optical susceptibilities in group-iv crystals," *Phys. Rev. B*, 1979, 20, 1611-1616. 47
- [70] M. D. Levenson and N. Bloembergen, "Dispersion of the nonlinear optical susceptibility tensor in centrosymmetric media," *Physical Review B*, 1974, 10, 447. 47
- [71] Dharmadhikari, A. K., Dharmadhikari, J. A., and Mathur, D., "Visualization of focusing-refocusing cycles during filamentation in BaF₂," *Appl. Phys. B* 94, 259-263 (2008). :2008

- [72] Durfee, C. G., Canova, L., Chen, X., Trisorio, A., Jullien, A., Albert, O., Lopez-Martens, R., Kourtev, S., Minkovski, N., and Saltiel, S., "Spatio-temporal dynamics of ultrafast crossed-polarized-wave generation," in *Frontiers in Optics*, OSA Technical Digest (CD), OSA, **FTuV3** (2008). :FiO2008
- [73] Durfee, C. G., Canova, L., Chen, X., Trisorio, A., Jullien, A., Albert, O., and Lopez-Martens, R. "Spatio-temporal dynamics in efficient double-crystal cross polarized wave generation," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest (CD), OSA, **CFC1** (2009). :CLEO2009
- [74] Iliev, M., Meier, K., and Durfee, C. G., "Improvement of double-pass crossed-polarized wave efficiency and beam quality via imaging," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest (CD), OSA, **JTh2A** (2012). :2012
- [75] www.oxalis-laser.com [51](#)
- [76] O. Morice, "Miro : a complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems," *Opt. Eng.* **42**, 1530–1541, (2003). :2003
- [77] P. Donnat, O. Morice and C. Treimany, "MIRO V2.0. User's guide and reference manual," *Energy Technology Data Exchange World Energy Base (ET-DEWEB)*, 303860, 1997 Dec 31. [51](#), [52](#)

Chapitre 4

Génération et filtrage d'impulsions ultracourtes par effet XPW

4.1 Introduction

Le chapitre s'attache à étendre la compréhension de l'effet XPW dans les régimes extrêmes. On s'intéresse, d'une part, au cas des très hauts rendements pour la génération d'impulsions ultracourtes (partie 4.2) et, d'autre part, au filtrage des impulsions de quelques cycles optiques (partie 4.3). Ces deux parties sont l'occasion de mettre en regard les études théoriques systématiques qui découlent des codes présentés précédemment et les résultats expérimentaux sur les injecteurs ultra-courts pour chaîne de puissance et le schéma de filtrage XPW à haute énergie et haut rendement. L'implémentation de ces deux types de schéma font l'objet du chapitre 5.

4.2 XPW à très haut rendement pour la production d'impulsions ultracourtes

4.2.1 XPW haute efficacité : sur-élargissement spectral et effets de phase en régime de saturation

Dans cette section, on s'intéresse à l'influence de la phase spectrale d'entrée, en particulier le rôle du chirp, sur le signal XPW, en termes de rendement, de largeur spectrale et de qualité spectrale. L'analyse complète menée dans [1] dans le régime de non déplétion de la pompe (i.e. bas rendement) a établi l'influence d'une

phase spectrale initiale arbitraire. Dans le cas des hauts rendements, les procédés de mélange à quatre ondes, en particulier la SPM, vont modifier fortement les caractéristiques XPW. Les résultats théoriques présentés ci-dessous sont issus du code Matlab 1D (Chap. 3.4.2).

Phases spectrales d'ordre deux optimale et critique à haut rendement

Phase(s) optimale(s) ?

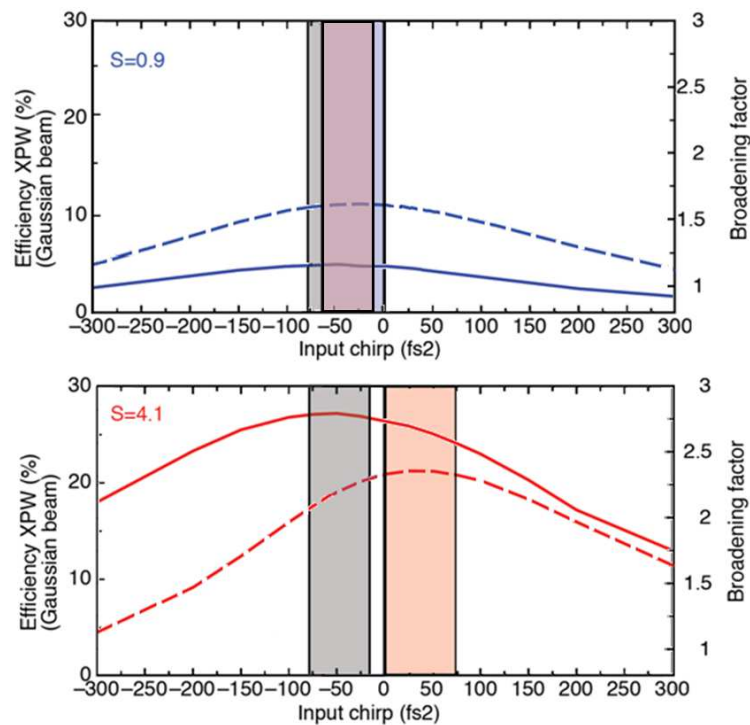


FIGURE 4.1 – Phase optimale pour l'efficacité (ligne pleine) et l'élargissement spectral (ligne hachurée) dans les cas du bas rendement ($S=0,9$) et du haut rendement ($S=4,1$).

Dans un premier temps, on considère l'effet de la phase d'ordre 2 lorsque l'efficacité du processus de conversion augmente. On définit en particulier $\phi_{opt-E}^{(2)}$ et $\phi_{opt-S}^{(2)}$, les valeurs de la phase du deuxième ordre qui optimisent la conversion (énergie XPW) et l'élargissement spectral respectivement. La figure 4.1 montre la dépendance de la conversion XPW et de l'élargissement spectral en fonction du

chirp initial à bas rendement ($S = 0,9$) et haut rendement ($S = 4,1$). L'impulsion d'entrée a une durée de 25 fs, un profil spatial gaussien et le cristal de BaF_2 fait 3 mm. Dans le premier cas, l'efficacité maximum est environ 3% et est atteinte pour un chirp légèrement négatif qui pré-compense une partie de la dispersion du cristal de sorte que l'impulsion est comprimée en son coeur. L'élargissement spectral maximal correspond aussi à un chirp légèrement négatif de l'ordre de 25 fs^2 . Autour de cette valeur optimale, la dépendance en chirp est symétrique comme prévu par les modèles précédents. Dans le cas à bas rendement, $\phi_{opt-E}^{(2)}$ et $\phi_{opt-S}^{(2)}$ sont donc égaux et il est possible d'optimiser à la fois la conversion et l'élargissement spectral XPW. On remarque que le facteur d'élargissement maximum est légèrement inférieur à 1,7 (valeur calculée théorique). Ceci est dû au chirp induit par la propagation dans le cristal. En fait, si l'on néglige la dispersion du cristal ou si l'on utilise un cristal plus fin (1 mm) ou encore une impulsion plus longue ($\geq 40 \text{ fs}$), alors on atteint la valeur de 1,7. Dans cette configuration, la dispersion du cristal n'est donc pas négligeable et le chirp positif induit sur l'impulsion fondamentale conduit à ce léger sous-élargissement, même avec une impulsion pré-chirpée négativement.

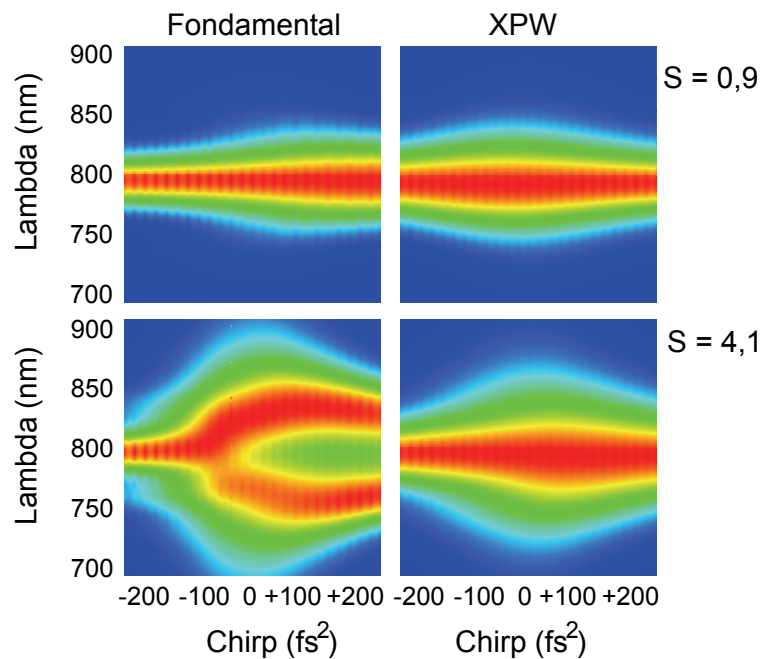


FIGURE 4.2 – Mise en évidence de l'effet de l'auto-modulation de phase (SPM) sur le sur-élargissement du spectre XPW à haut rendement. Evolution des spectres normalisés du fondamental (à g.) et de l'XPW (à d.) en fonction du chirp dans les cas à bas ($S = 0,9$) et haut ($S = 4,1$) rendements.

4.2 XPW à très haut rendement pour la production d'impulsions ultracourtes 71

La situation est différente pour $S = 4,1$. L'efficacité maximum (25%) est atteinte pour la même valeur de chirp (-25 fs^2). Par contre, pour le comportement spectral, on remarque d'abord que $\phi_{opt-S}^{(2)}$ est décalé vers une valeur positive de l'ordre de 40 fs^2 et que cette valeur correspond à un élargissement spectral plus important. A haut rendement, le spectre le plus large ne correspond donc pas à l'efficacité maximale. De plus, le facteur d'élargissement est beaucoup plus important (jusqu'à $\approx 2,5$) que dans le cas à bas rendement.

Ce sur-élargissement du spectre XPW peut provenir de plusieurs effets qui sont par ordre croissant d'importance: la SPM sur l'XPW, la XPM et la SPM sur le fondamental. Afin de mieux comprendre, la figure 4.2 montre les spectres de sortie (fondamental et XPW) en fonction du chirp initial dans les deux cas de rendements bas et haut. Ce qui nous intéresse particulièrement ici est le cas $S = 4,1$ pour lequel la structure du spectre de sortie du fondamental est marquée par la présence de SPM (fenêtre en bas à gauche). On observe que, lorsque l'impulsion est chirpée négativement (-200 fs^2 à -100 fs^2), le spectre du fondamental est plus étroit. Au contraire, lorsque le chirp est positif en entrée (0 fs^2 à 200 fs^2), le spectre se creuse et s'élargit fortement. Ce comportement est caractéristique de la SPM. L'élargissement "se transfère" en partie au spectre XPW (fenêtre en bas à droite).

L'explication de ce transfert tient au fait que l'impulsion XPW est toujours plus courte (d'un facteur $\geq \sqrt{3}$) que l'impulsion fondamentale [3]. Le spectre XPW s'élargit donc en bénéficiant de la SPM sur l'impulsion fondamentale dans la limite où cette dernière subit un chirp limité à la traversée du cristal. Cela s'observe dans le cadran en bas à droite de la figure 4.2 où le spectre XPW en sortie est représenté. La largeur spectrale passe par un maximum pour $\phi_{opt-S}^{(2)} \approx 40 \text{ fs}^2$. Au-delà de cette valeur, l'élargissement décroît car la valeur totale de chirp (initial + traversée du cristal) subi par le fondamental est trop importante. La phase, en particulier le chirp, ajoutée à la traversée du cristal a deux origines : la dispersion du cristal et la SPM. A 30 fs , la dispersion d'un cristal de 2 mm de BaF_2 a peu d'influence car $L_D \approx 8 \text{ mm}$ (cf. Eq. 3.4). A haut rendement, c'est donc bien la SPM sur le fondamental qui est à l'origine de l'élargissement du spectre XPW. Ce phénomène est logiquement favorisé pour une valeur de chirp légèrement positive. Cependant la SPM n'étant pas homogène spectralement, il est important d'observer que la dissymétrie du spectre fondamental n'est pas ou peu transférée à l'XPW. Ceci est l'illustration du filtrage spectro-temporel de l'XPW : les éléments parasites induits par SPM sur le profil temporel de l'impulsion fondamentale sont filtrés lors de la conversion vers l'XPW, ce qui conduit à un spectre et une impulsion temporelle propres. La préservation d'un spectre XPW gaussien et régulier est la marque d'effets de SPM et XPM négligeables sur l'impulsion XPW.

Pour mieux apprécier la qualité de l'impulsion XPW, il est néanmoins intéressant d'introduire à l'occasion un nouveau critère: l'écart à la gaussienne du spectre XPW généré. Ce paramètre permet de mesurer une donnée cruciale, la qualité spectrale de l'impulsion XPW. A titre d'illustration de la cohérence entre les résultats de simulation et l'expérience, la figure 4.3 regroupe l'ensemble des quatre caractéristiques de la génération XPW dont nous venons de parler, à savoir: le rendement, l'élargissement spectral, le décalage vers le bleu du spectre et l'écart à la gaussienne du spectre. Si l'on s'intéresse à ce dernier critère (Fig. 4.3, quadrant en haut à droite), l'optimum est atteint pour un chirp de $+100 \text{ fs}^2$ environ. A ce niveau de chirp, le spectre est également proche de son élargissement maximum (2,4) et du décalage vers le bleu maximum. Sur le quadrant en bas à droite de la figure 4.3, on observe à nouveau l'écart entre la valeur retournée par le code et la mesure expérimentale ($\approx 5 \text{ nm}$).

Par contre, l'efficacité est maximale (25%) pour $\phi_{opt-E}^{(2)} = -50 \text{ fs}^2$. L'écart entre $\phi_{opt-S}^{(2)}$ et $\phi_{opt-E}^{(2)}$, de l'ordre de 150 fs^2 , se trouve ainsi dans la précision de mesure et de correction d'appareils de compensation de la phase (AOPDF, compresseur à réseaux). Expérimentalement, l'utilisateur a donc à choisir entre un spectre plus large et plus gaussien, soit une impulsion potentiellement plus courte, et un rendement plus élevé.

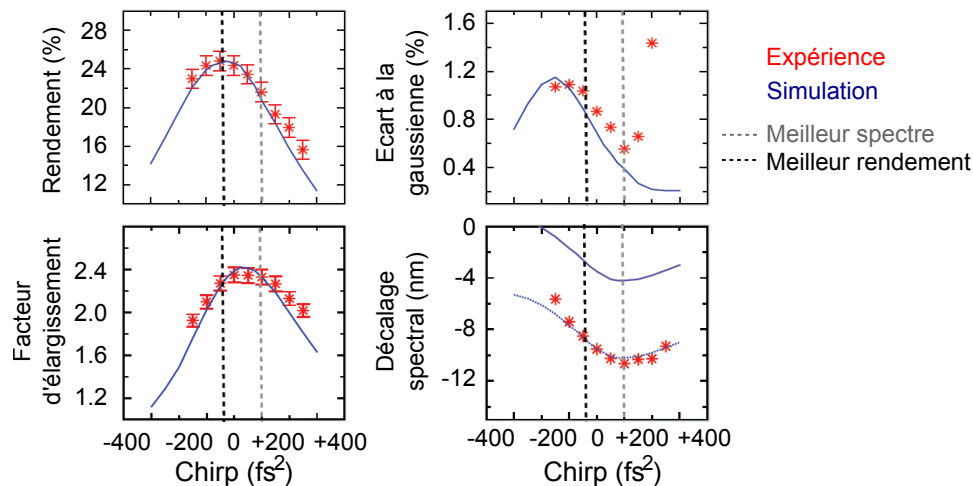


FIGURE 4.3 – Critère d'optimalité de la génération XPW à haut rendement: efficacité ou qualité spectrale? Les données expérimentales ont été obtenues avec un laser de 25 fs et un cristal de BaF_2 de 2,5 mm avec une orientation holographique.

Phase critique

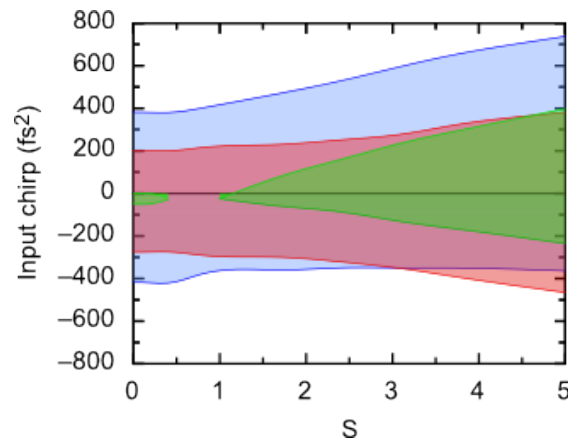


FIGURE 4.4 – Domaines délimités par les phases spectrales d'ordre deux critiques pour l'élargissement spectral ($\text{FWHM}_{xpw} > \text{FWHM}_{\text{fondamental}}$ en bleu), le sur-élargissement spectral ($\text{FWHM}_{xpw} > 1,7 \text{FWHM}_{\text{fondamental}}$ en vert) et l'efficacité ($\text{Eff}_{xpw} > 0,5 \text{Eff}_{xpw}^{\text{max}}$).

On peut également extraire du code la valeur maximale tolérable de chirp résiduel en fonction de S pour une impulsion donnée. Comme cela est fait dans [1] dans le régime de non-déplétion, on nomme $\phi_{cr-E}^{(2)}$ la phase du second ordre critique pour obtenir la moitié de l'efficacité XPW maximale et $\phi_{cr-S-1}^{(2)}$ la phase critique pour obtenir un spectre XPW élargi ($\Delta\lambda_{XPW} \geq \Delta\lambda_0$). Afin d'illustrer le domaine de chirp tolérable pour obtenir un sur-élargissement du spectre XPW, on définit $\phi_{cr-S-1,7}^{(2)}$, la phase d'ordre 2 pour laquelle $\Delta\lambda_{XPW} \geq 1,7\Delta\lambda_0$. On se place dans le cas d'une impulsion initiale de 25 fs, de spectre gaussien centré à 800 nm traversant un cristal de BaF₂ de 2 mm (cf. Fig. 4.4). Pour de basses valeurs de S , les résultats sont en bon accord avec [1]. En particulier, comme la phase spectrale optimale, les domaines des phases critiques pour l'efficacité et l'élargissement sont centrés sur une valeur comprise entre -25 fs² et -50 fs² et se recouvrent largement. Ensuite, le domaine de phase spectrale tolérable augmente avec S car à la fois l'efficacité et l'élargissement augmentent. On remarque une différence fondamentale néanmoins. $\phi_{cr-E}^{(2)}$ reste centrée sur la même valeur, signe d'un élargissement du domaine symétrique. Par contre, dans le cas de $\phi_{cr-S}^{(2)}$, l'asymétrie du domaine est de plus en plus marquée avec le signe du chirp. $\phi_{cr-S}^{(2)}$ et $\phi_{cr-S-1,7}^{(2)}$ se décalent conjointement vers les chirps positifs. Pour des valeurs de S élevées, la condition limitante est le critère portant sur le sur-élargissement. Cependant, il reste une zone relativement large (450 fs² pour $S = 4$ et une impulsion de 25 fs) permettant d'obtenir une génération XPW efficace et un élargissement spectral significatif.

La même étude peut être menée pour les phases spectrales d'ordre 3, 4, etc. A titre d'exemple, pour la phase spectrale d'ordre 3 et une impulsion de 25 fs avec $S = 4$ dans un cristal de BaF_2 de 2 mm en coupe [011], l'optimum est obtenu pour $\phi_{opt}^{(3)} = 0 \text{ fs}^3$ et la phase critique est $\phi_{cr}^{(3)} = \pm 2000 \text{ fs}^3$ (valeurs obtenues expérimentalement, cf. Sec. 5.2, Chap. 5).

Conclusion intermédiaire

Notre modèle permet de rendre finement la génération XPW dans le cas d'impulsions courtes ($10 \text{ fs} \leq \Delta T \leq 50 \text{ fs}$) et à haut rendement. Le seul bémol est le décalage de quelques nanomètres entre le blue-shift donné par les simulations et le blue-shift observé. Cependant ce décalage est quasiment constant quelles que soient les conditions de simulation et expérimentales. Par conséquent, même si l'origine de ce décalage reste à éclaircir, il n'est pas gênant en soi pour l'interprétation des résultats.

Cet outil numérique a donc permis de comprendre et maîtriser les paramètres expérimentaux importants pour la mise en forme spectrale de l'XPW dans le cas de haut rendement. Cela a deux implications fortes. D'une part, pour une impulsion donnée et un cristal donné, on est capable de représenter un domaine acceptable de chirp pour lequel la génération XPW est optimisée en termes d'efficacité et d'élargissement spectral tout en respectant la qualité gaussienne du spectre. A 30 fs, cette zone d'environ 100 fs^2 et 1000 fs^3 permet une certaine souplesse d'utilisation. Pour des impulsions plus courtes ($\leq 10 \text{ fs}$), la dispersion du cristal entre en jeu ($L_D \leq 1 \text{ mm}$) et limite *in fine* les possibilités de mise en forme.

La deuxième implication est pratique. Pour des impulsions de 20-30 fs, on est à présent capable expérimentalement d'associer un rendement élevé ($\geq 20\%$) avec la production d'impulsions XPW beaucoup plus courtes que les impulsions initiales avec un spectre parfaitement gaussien. La compression temporelle des impulsions d'un facteur ≤ 3 , conduisant à des durées inférieures à 10 fs, est confirmée dans les chapitres suivants.

Dans la section suivante, les effets de phase sont momentanément laissés de côté et on s'intéresse au couplage spatio-temporel de l'onde lors de la génération XPW à haut rendement. Pour cela, on utilise le code 3D CommodPro détaillé en partie 3.4.3.

4.2.2 Couplage spatio-temporel de l'impulsion XPW

Le problème du couplage spatio-temporel de l'effet XPW a régulièrement fait l'objet de questions lors de conférences. L'interrogation classique consiste à se demander dans quelle mesure le faisceau XPW est spectralement homogène étant donné que la génération XPW ne se fait pas de manière homogène sur l'étendue spatiale du faisceau incident. En effet, on s'attend à ce que le rendement soit plus important au centre, et donc que l'élargissement spectral ainsi que le décalage vers le bleu y soient plus forts. De plus, cette tendance devrait être d'autant plus prononcée que le rendement est élevé car alors, l'impulsion fondamentale subit au centre une forte modulation spectrale, ce qui n'est a priori pas le cas sur les ailes.

L'étude théorique menée ici se décompose en trois étapes et est complétée par des mesures expérimentales. On montre d'abord qu'à bas rendement, le faisceau de polarisation croisée généré est homogène spectralement sur l'ensemble de la tache. De là, on s'intéresse aux effets à haut rendement, lorsque l'impulsion fondamentale est "chahutée". On observe effectivement l'inhomogénéité spectrale du faisceau XPW généré à la sortie du cristal. Cependant, au cours de la propagation après le cristal, il s'opère une remise en forme spatio-spectrale de l'impulsion XPW qui aboutit à la ré-homogénéisation du spectre sur l'étendue spatiale du faisceau. Ce phénomène n'étant pas intuitif, on y consacre une attention particulière, en cherchant notamment à observer la propagation de différentes longueurs d'onde indépendamment.

Avec CP, on s'est placé dans les conditions expérimentales (cf. chapitre 5.3) d'un cristal de BaF₂ de 2,5 mm en coupe holographique situé après une fibre creuse de diamètre 250 μm, servant ici de filtre spatial. Le faisceau incident sur le cristal est gaussien et divergent. On positionne le cristal à une distance de la fibre de 22,5 cm et on fait varier l'énergie incidente de telle sorte que le rendement balaie la plage 10%-25%, conformément aux résultats expérimentaux. Dans ces conditions, on place des diagnostics tous les millimètres après le cristal jusqu'à 1 cm, puis tous les centimètres jusqu'à 5 cm, puis tous les 5 cm jusqu'à 30 cm, et enfin à 50, 70 et 100 cm. De cette manière, on peut observer l'évolution du spectre de l'impulsion au cours de la propagation en chaque point du profil spatial.

Génération XPW homogène à bas rendement

A bas rendement (ou à rendement modéré), les effets non-linéaires, en particulier la SPM sur le fondamental, ont une influence faible sur le spectre de l'impulsion fondamentale. En conséquence, l'élargissement spectral de l'XPW se déduit en première approximation de la relation $\Delta t_{XPW} = \Delta t_0 / \sqrt{3}$ qui ne dépend pas du rendement. On s'attend donc intuitivement à un élargissement spectral homogène, ce que viennent confirmer les résultats de simulation de la figure 4.5(a). Le contenu

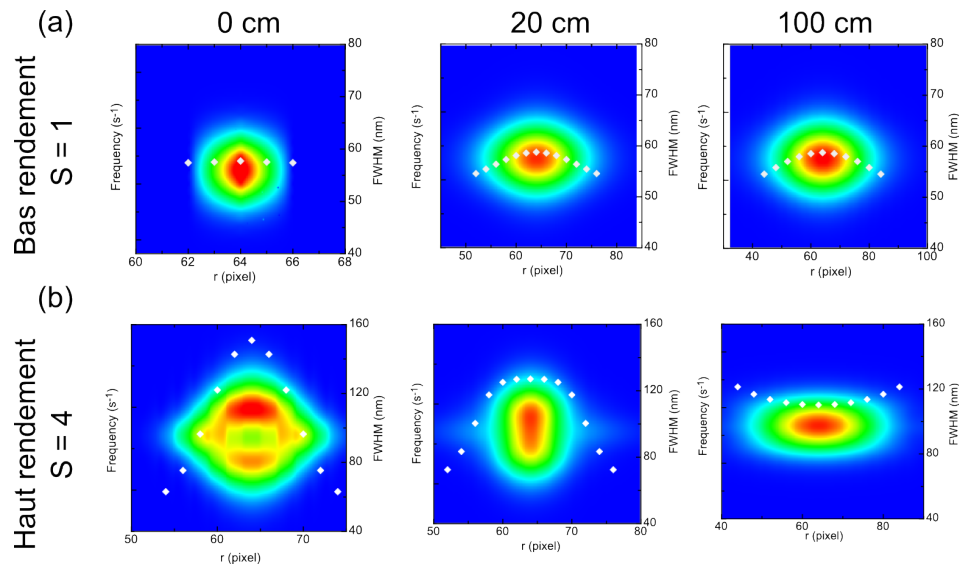


FIGURE 4.5 – Simulation avec le logiciel ComnodPro de l'évolution de la répartition spatiale du spectre XPW avec la propagation (0, 20 et 100 cm après le cristal XPW) dans le cas d'un rendement faible (a) et d'un rendement fort (b). Les étoiles blanches indiquent la largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM).

spectral XPW est pratiquement le même sur toute la tache et varie peu lors de la propagation. L'élargissement du spectre correspond au facteur $\sqrt{3}$ caractéristique de l'XPW à rendement faible ou modéré.

Génération XPW inhomogène à haut rendement et remise en forme spatio-temporelle

A haut rendement, 20% et au-delà, la SPM du fondamental crée un sur-élargissement spectral au centre de la tache que l'on ne retrouve pas sur les bords. Cela est très visible juste après le cristal comme le montre la figure 4.5(b). Cependant, au fur et à mesure de la propagation, l'écart se résorbe pour finalement laisser place à un faisceau spectralement homogène après 100 cm de propagation. La valeur finale de l'élargissement spectral se stabilise ici proche d'un facteur 3.

Mesures expérimentales d'homogénéité spectrale des impulsions XPW à bas et haut rendements

Ces tendances à haut et bas rendements sont observées expérimentalement. On s'est placé dans un schéma avec filtrage spatial par fibre des impulsions avant

4.2 XPW à très haut rendement pour la production d'impulsions ultracourtes 77

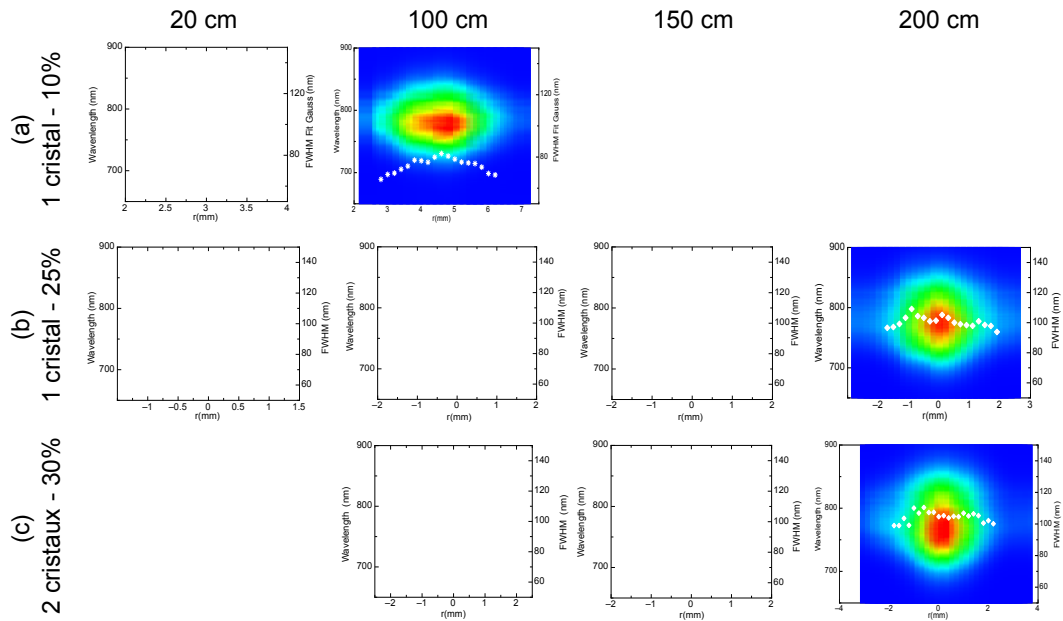


FIGURE 4.6 – Mesures expérimentales de l'évolution de la répartition spatio-spectrale des impulsions XPW avec la propagation. Comparaison des cas de rendement faible (a) et de rendement élevé avec un cristal (b) et deux cristaux (c), à 20, 100, 150 et 200 cm après le cristal. Les étoiles ou losanges indiquent les largeurs à mi-hauteur.

le cristal XPW. Puis on a utilisé un pinhole de $200 \mu\text{m}$ pour observer le spectre du faisceau dans les directions transverses à la propagation. Pour des raisons pratiques, nous n'avons pu observer le spectre qu'à partir de plusieurs centimètres après le cristal. Les mesures sont résumées sur la figure 4.6. A bas rendement, le spectre est spatialement homogène dès 20 cm après le cristal. A haut rendement, le comportement est différent comme l'illustre le cas à un cristal. 20 cm après le cristal, on observe un facteur 1,5 entre la largeur spectrale au centre et sur les bords de l'impulsion. Au centre, la largeur spectrale est de l'ordre de 120 nm tandis qu'elle est de 80 nm sur les bords, ce qui correspond bien à un élargissement spectral maximal de 3 au centre et limité à 2 aux bords. Après 1 m de propagation, le ratio n'est plus que de 1,25 entre la largeur au centre et sur les bords, puis il baisse à 1,15 après 1,5 m pour se stabiliser proche de 1,1 après 2 m avec des largeurs comprises entre 95 et 105 nm, soit un élargissement spectral global d'un facteur de 2,5. Le même comportement est observé dans le cas où deux cristaux séparés de quelques centimètres sont positionnés après la fibre. La présence d'un second cristal permet un élargissement encore supérieur du spectre XPW. Il atteint une largeur à mi-hauteur de 100 à 110 nm, correspondant à un facteur 3

par rapport au spectre d'entrée. Ces mesures expérimentales confirment donc la ré-homogénéisation du spectre après un à deux mètres de propagation libre dans le cas des hauts rendements.

En conclusion, simulations et expériences confortent le fait que le spectre XPW est relativement homogène quel que soit le régime de génération à condition de se placer à une distance convenable après le cristal (entre 1 et 2 m). Elles montrent également que la largeur spectrale "finale" atteignable est supérieure à un facteur 2 dans le cas d'un rendement de 25%. En se plaçant dans une configuration à deux cristaux après la fibre, on augmente le rendement interne XPW jusqu'à 30% et le spectre homogène final est jusqu'à 3 fois plus large que le spectre d'entrée. Ces performances exceptionnelles dans cette configuration particulière — fibre de filtrage + 1 cristal (ou 2) — font l'objet de la partie 5.3.

Propagation des différentes longueurs d'onde à haut rendement

Notre approche s'inscrit dans la lignée des travaux réalisés par Adams qui s'est intéressé au couplage spatio-temporel non-linéaire lors de l'auto-focalisation [2] puis au cas particulier de l'XPW [3]. La technique utilisée pour étudier le couplage spectro-spatial de l'XPW au niveau du cristal à bas rendement (<5%) est une méthode d'interférométrie résolue spatialement et spectralement. Cette étude permet de remettre en lumière l'importance des phénomènes liés à l'effet Kerr qui sont utiles pour la compréhension du cas à haut rendement, à savoir:

- l'auto-focalisation qui dépend d'abord du profil spatio-temporel de l'impulsion,
- la SPM qui ajoute un terme non-linéaire de phase spectrale,
- l'auto-raïdissement qui déforme le profil de la SPM,
- *in fine*, la lentille (spatiale) non-linéaire présente une dépendance chromatique qui est l'image de la phase (temporelle ou spectrale) non-linéaire:

$$1/f_{NL}(\lambda) \propto \phi_{NL}(\lambda) \quad (4.1)$$

Dans [2], les auteurs ont mis en évidence cette correspondance. Dans [3], seul le cas à bas rendement, et pour une dispersion faible (cristal fin), est considéré. Les effets non-linéaires sont alors portés principalement par le fondamental. Dans ce cas, l'XPW est exempt de toute auto-action et le couplage entre la lentille non-linéaire et la phase non-linéaire du fondamental est en quelque sorte recopié sur l'impulsion XPW. Cette dernière étant plus courte, elle ne sélectionne que la partie centrale, plus "plate", de la phase temporelle quadratique du fondamental. C'est l'illustration du filtrage temporel de l'XPW. Il se traduit dans le domaine spectral par un spectre plus homogène que celui du fondamental.

4.2 XPW à très haut rendement pour la production d'impulsions ultracourtes 79

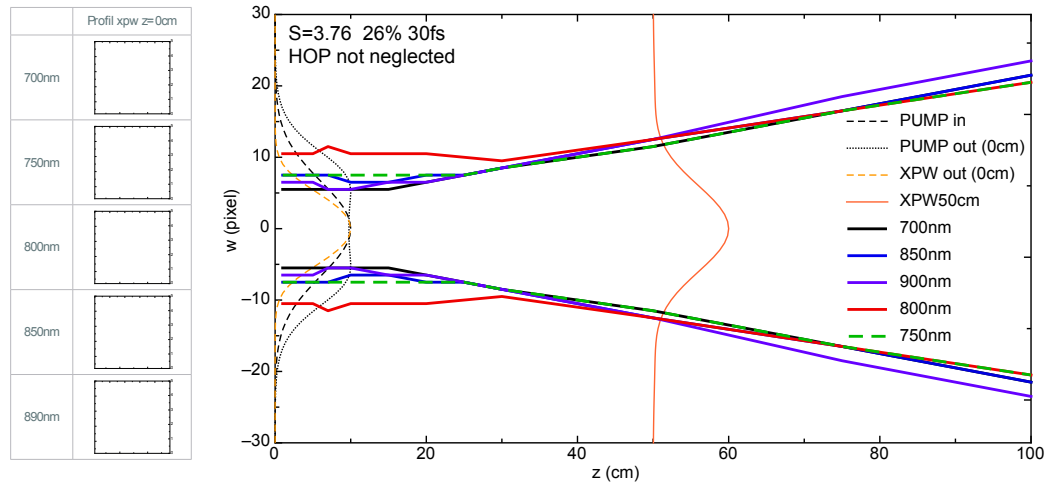


FIGURE 4.7 – Récapitulatif de la propagation de différentes longueurs d’onde du spectre XPW à haut rendement (26% avec un cristal) avec prise en compte des effets de phase d’ordres supérieurs (HOP). Les profils de l’impulsion incidente (*pompe*) en entrée et sortie de cristal sont tracés ainsi que les profils XPW à la sortie du cristal et 50 cm plus loin. A gauche, les profils XPW à la sortie du cristal pour les différentes longueurs d’onde considérées.

Dans notre cas, à haut rendement, le mécanisme devient plus complexe. Les effets mis en jeu précédemment sur le fondamental s’étendent à l’XPW. De plus, les effets croisés tels que la XPM ont également une influence plus marquée. Enfin, la "rétro-action" de l’XPW vers le fondamental ajoute une perturbation supplémentaire dont il faut tenir compte. Dès lors, on ne souhaite pas ici comprendre absolument les forces relatives des différents effets dans le cristal mais plutôt illustrer le mécanisme d’homogénéisation de la propagation libre après cristal à partir de quelques observations simples. Ainsi, on a utilisé des masques spectraux sur CP pour isoler les différentes longueurs d’onde et observer leur propagation. De cette façon, on peut obtenir une image découplant effets spatiaux et spectraux. La figure 4.7 récapitule les différentes observations faites pour $S = 3,75$ et un rendement de conversion de 26% avec un cristal.

On observe d’abord la déplétion du fondamental (*pompe*), visible sur le profil spatial en sortie de cristal. Par contre, le profil spatial de l’XPW est lui bien gaussien avec une taille $\sqrt{3}$ fois plus petite que la taille du fondamental en entrée de cristal. Cependant, à la sortie du cristal, la présence spatiale de chaque longueur d’onde du spectre XPW diffère. Ceci est dû à une auto-focalisation différente comme on l’a montré dans le cas à bas rendement pour le fondamental. En

particulier, la longueur d'onde centrale à 800 nm est présente sur une plus grande étendue du faisceau. L'explication est visible dans la colonne de gauche où l'on observe un creusement du profil spatial à 800 nm similaire à celui du fondamental. La conséquence est donc une taille et une propagation différentes des longueurs d'onde XPW après le cristal. On observe que chaque longueur d'onde présente un foyer Kerr distinct dont la position après le cristal et la taille sont spécifiques. En conséquence, chaque longueur d'onde diverge différemment à partir d'un waist particulier. Dès lors, rien ne laisse *a priori* entrevoir une propagation homogène. Ce n'est d'ailleurs pas le cas tant que toutes les longueurs d'onde ne sont pas passées par leur waist. La dernière à le faire est la longueur d'onde centrale dont le waist se situe 30 cm après le cristal. Or, on observe bien à partir de cette distance du cristal que le faisceau s'est ré-homogénéisé. En particulier, entre 30 et 60 cm après le cristal, le profil spatial est quasiment homogène sur toute la tache. Même si c'est un peu moins le cas au-delà, le faisceau reste globalement homogène spectralement.

Expérimentalement, on a observé que l'homogénéité spatio-spectral de l'XPW perdurait plusieurs mètres après le cristal, sans que ce soit le cas pour le fondamental. Une mesure FROG effectuée sur toute la pupille du faisceau (cf. Fig. 6.8, Partie 6) a également permis de valider une durée de 10 fs, autrement mesuré localement par Wizzler. Afin de valider les observations de la figure 4.7, il reste à faire une expérience permettant d'isoler différentes longueurs d'onde (par exemple, avec des filtres interférentiels). Cette propagation si particulière ayant été identifiée à la fin de la thèse, elle est encore en cours d'étude. Néanmoins, on peut dire qu'une éventuelle inhomogénéité résiduelle (légère après propagation) sera gommée par la ré-amplification dans un setup double-cpa tel qu'on l'a imaginé pour l'architecture de la chaîne laser en Salle Noire. Si le faisceau issu de l'XPW doit être utilisé directement, la ré-homogénéisation progressive laisse penser que le comportement au foyer sera acceptable. Cependant une vérification expérimentale est à faire.

4.2.3 Blueshift : résultats préliminaires et perspectives

Dans la partie 3.4.2, le code 1D Matlab a permis de mettre en évidence l'influence du self-steepening et de la dispersion du $\chi^{(3)}$ sur le décalage spectral systématique de l'XPW vers le bleu (*blueshift*). Cependant, un décalage persiste entre les mesures expérimentales et ce que prévoit la simulation. Les raisons *a priori* que nous avons identifiées sont les suivantes:

1. un faisceau fondamental inhomogène spatialement,
2. un mode de détection mal calibré,
3. une composante plasma dans l'effet,
4. une dépendance spectrale de l'auto-focalisation dans le cristal,

Dans nos expériences, les deux premières pistes peuvent être écartées car, d'une part, le faisceau est homogène après la fibre, et d'autre part, nous mesurons généralement les spectres avec une fibre après diffusion sur une mousse. Ainsi il est peu probable que les différentes longueurs d'onde soient couplées différemment dans le spectromètre. De plus, l'ensemble spectromètre + fibre est calibré en longueurs d'onde.

En ce qui concerne la présence d'un effet plasma, Dharmadhikari *et al.* [4–6] ont largement étudié le phénomène dans le BaF₂ en se plaçant dans le régime de génération de continuum (jusqu'à la multi-filamentation) avec une source laser de 40 fs environ à 800 nm. Leurs travaux indiquent notamment que, pour des impulsions de haute puissance ($> 10^3 P_{cr}$ où $P_{cr} = \lambda_0^2 / (2\pi n_0 n_2) \approx 3.3 MW$ est la puissance optique critique pour le BaF₂), l'absorption multi(6)-photonique est responsable d'un décalage du centre de masse spectral vers le bleu de plusieurs nanomètres (de 1 à 20 nm en fonction de la puissance optique). Ils ont également observé la fluorescence liée à cette absorption avec une signature spectrale marquée autour de 330 nm. Dans notre cas, il serait intéressant de mener une première expérience afin de déterminer l'existence d'une fluorescence à 330 nm. Si tel est le cas, il serait alors utile de caractériser cette fluorescence en la rapportant à la quantité de blue-shift présente dans le spectre XPW et qui n'est pas encore reproduite par le code 1D. Cela permettrait de corrélérer l'absorption multi-photonique avec le décalage spectral vers le bleu.

Le dernier point à investiguer est la dépendance en longueur d'onde de la valeur de n_2 qui ne peut être considérée comme constante. Elle occasionne donc obligatoirement un phénomène d'auto-focalisation différent pour chaque longueur d'onde. La courbe de dispersion du n_2 indique que l'auto-focalisation est plus forte pour les basses longueurs d'onde, ce qui va dans le sens d'un blueshift.

Les limites des deux codes précédents sont, d'une part, l'absence d'effets spatiaux transverses dans le code 1D, et d'autre part, l'absence de dispersion du n_2 dans le code 3D. La première idée, et la plus simple à mettre en place, est d'incorporer un terme pour prendre en compte les différences d'autofocalisation des longueurs d'onde dans le code 1D. Cela se traduit par l'apparition d'un facteur correctif à chaque pas de la méthode split-step. Ce facteur, fonction de la longueur d'onde, agit sur l'intensité des champs incident et XPW. Concrètement, lors d'un pas, la valeur du n_2 donne la lentille de Kerr équivalente pour chaque longueur d'onde, ce qui se traduit par une augmentation de l'intensité qui varie en fonction de la longueur d'onde au pas suivant. Comme on l'a vu dans la section précédente, la relation entre la valeur de n_2 (en m^2/W) et la lentille de Kerr f_{NL} à la traversée d'un milieu fin d'épaisseur L est:

$$\frac{1}{f_{NL}} = \frac{4n_2IL}{\omega^2} \quad (4.2)$$

où ω est le waist de l'impulsion et I est l'intensité en W/cm^2 .

L'implémentation de cet élément dans le code 1D est actuellement en cours.

4.3 Etude du filtrage XPW dans le régime d'impulsions de quelques cycles optiques

On vient de voir que la technique XPW pouvait permettre de générer des impulsions ultracourtes possédant un spectre gaussien et spatialement homogènes. On s'intéresse maintenant à la capacité de filtrage de l'effet XPW dans le régime du cycle optique où la qualité temporelle va de paire avec la qualité spectrale. Cette partie en donne une illustration remarquable en s'appuyant à la fois sur des résultats expérimentaux obtenus au Laboratoire Charles Fabry (LCF) de l'Institut d'Optique Graduate School sur l'injecteur ultra-court pour le laser de puissance ILE [7] et sur des résultats de simulation qui permettent une quantification fine de l'influence des différents paramètres. L'expérience est décrite en détails dans la partie 5.2 consacrée aux injecteurs de chaîne de puissance à très haut contraste basés sur la technique XPW. Je vais d'abord résumer les résultats obtenus puis je donnerai une application possible au diagnostic de compression in-situ d'impulsions ultra-brèves pour des expériences d'interaction laser-plasma.

4.3.1 Influence du chirp: détermination de la compression optimale

Pour valider notre modèle dans un régime qui n'avait pas été étudié jusqu'alors, on compare nos calculs avec les expériences que l'on a réalisées dans le régime du cycle optique [7]. Pour les simulations, l'impulsion initiale de 5 fs est définie par son spectre et sa phase spectrale, obtenue par mesure FROG. Le cristal non linéaire est un BaF_2 de 1 mm en h-cut [011]. On choisit $S = 5$ en accord avec l'efficacité mesurée expérimentalement. On fait ensuite varier le chirp résiduel de l'impulsion initiale pour simuler l'insertion progressive de wedges (coins de verre). On a également pris en compte la phase d'ordre trois mais, dans la gamme de variation accessible avec les wedges, il s'est avéré que celle-ci n'a pas de réelle influence. On s'est donc concentré sur le chirp, dont on a étudié l'influence sur l'évolution spectrale de l'XPW. Les résultats sont regroupés sur la figure 4.8. On remarque que l'accord

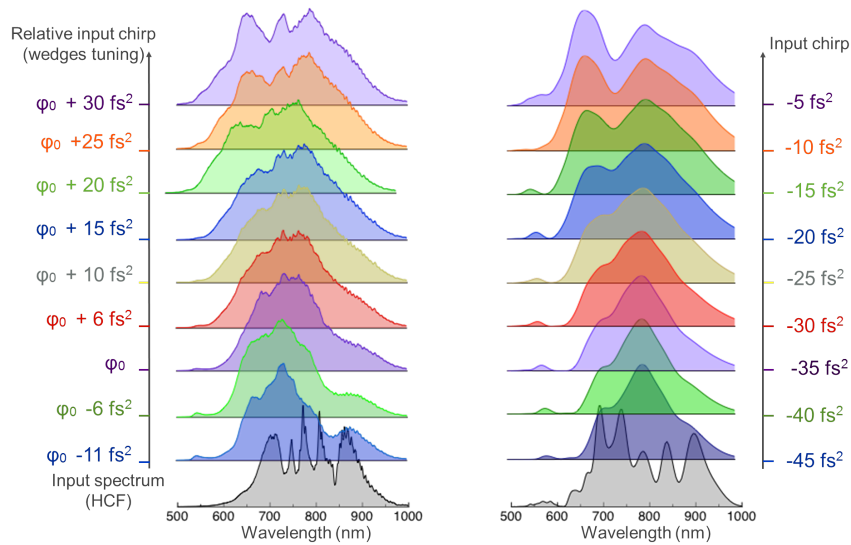


FIGURE 4.8 – Evolution du spectre XPW en fonction du chirp dans le régime "few-cycle": résultats expérimentaux (colonne de gauche) et numériques (colonne de droite).

est bon entre les données expérimentales (colonne de gauche) et celles issues des simulations (colonne de droite). Partant d'un chirp excessivement négatif, l'ajout de chirp positif conduit à l'élargissement progressif du spectre XPW accompagné d'une homogénéisation de la forme qui se rapproche d'une gaussienne, marquée par des modulations résiduelles. Une fois passé l'optimum, le spectre continue de s'élargir, mais au détriment de l'allure gaussienne. La forme devient plus carrée et les modulations s'accroissent. Le même type de comportement avait déjà été noté par Jullien *et al.* [8].

Afin de quantifier plus finement l'influence du chirp, on extrait trois valeurs caractéristiques des données expérimentales et théoriques: efficacité XPW, élargissement spectral XPW et écart à la gaussienne du spectre XPW. La figure 4.9 montre l'évolution de ces valeurs avec le chirp. La colonne de gauche résume les données expérimentales et celle de droite les résultats théoriques. Les tendances expérimentales et théoriques sont très proches l'une de l'autre.

Dans les deux cas, l'efficacité maximale est proche de 15% et reste supérieure à 10% sur une plage de 40 fs². L'efficacité est presque constante pour de faibles variations de chirp. Par contre, la bande spectrale de sortie a une sensibilité plus importante au chirp initial: le spectre XPW continue à s'élargir lorsque l'on ajoute du chirp positif. Comme on l'a déjà mentionné, partant d'un chirp négatif, la qualité gaussienne du spectre XPW s'améliore d'abord jusqu'à un optimum puis se dégrade si l'on continue à augmenter le chirp positif, pour donner une forme

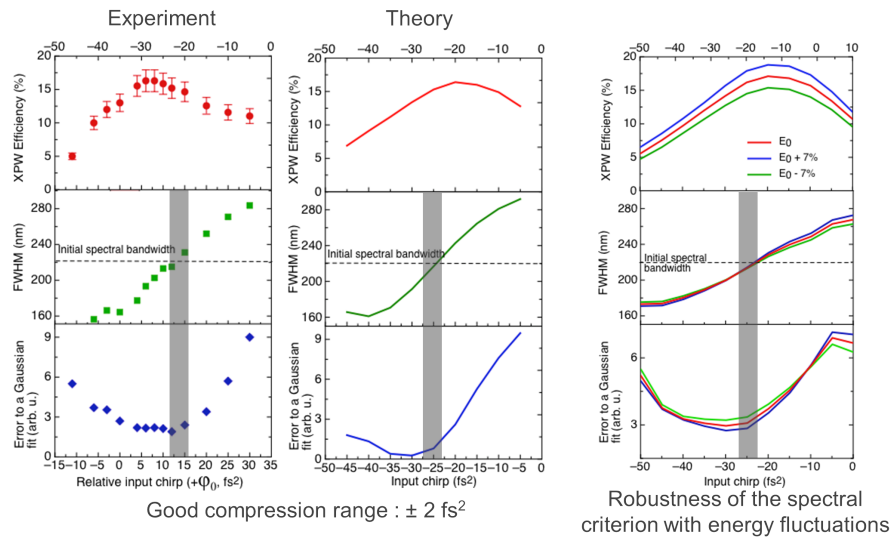


FIGURE 4.9 – Rendement, élargissement spectral et écart à la gaussienne en fonction du chirp : définition d'un critère de compression optimale pour les impulsions "few-cycle" à partir de l'effet XPW.

plus carrée. Le comportement spectral de l'XPW indique clairement la meilleure configuration de compression pour obtenir le spectre le plus propre. Cette valeur optimale de chirp donne l'élargissement spectral maximum tout en conservant une bonne qualité gaussienne. Ce critère indique expérimentalement et théoriquement une zone de compression optimale précise (4 fs^2 , zone grisée de la figure 4.9) et robuste aux variations d'énergie comme le montre la colonne de droite où l'on a tracé trois courbes pour une valeur d'énergie E_0 arbitraire et $E_0 \pm 7\%$. On note, au passage, que l'efficacité XPW n'est pas un critère aussi précis car sa courbe présente un relatif plateau autour de la meilleure compression et une plus grande sensibilité aux fluctuations d'énergie comme on s'y attend pour un effet non linéaire du troisième ordre. Dans ces conditions (1 mm de BaF_2), la meilleure compression (léger chirp négatif, $\approx -25 \text{ fs}^2$) permet de préserver la bande spectrale initiale et fournit une forme spectrale gaussienne.

Le processus XPW dans le régime du cycle optique peut donc servir d'outil précis de diagnostic in-situ de compression d'impulsion de 5 fs à 800 nm. Le principe de cette technique est évoqué la section à suivre.

4.3.2 Diagnostic in-situ de la compression

On a démontré dans la section 4.3.1 que le comportement spectral de l'XPW dans le régime du cycle optique pouvait être utilisé comme indicateur local de la compression des impulsions. L'avantage d'un tel outil concerne l'interaction laser-matière dans le régime du cycle optique. En effet, comme les impulsions de quelques femtosecondes subissent un fort élargissement temporel lors de la propagation dans l'air ou à travers les fenêtres fines des enceintes, il est important de pouvoir confirmer que l'impulsion est optimalement comprimée le plus proche possible de la cible d'interaction. Les appareils de mesure classiques tels que le FROG ou le SPIDER, permettent d'indiquer la durée la plus courte accessible mais leur propre dispersion et la propagation doivent être précisément prise en compte. De plus, ces appareils ne sont en général pas placés au plus proche de l'expérience, cette dernière étant typiquement sous vide.

Le set-up de diagnostic basé sur un cristal XPW est quant à lui minimaliste puisqu'il ne consiste qu'en un cristal suivi d'un polariseur pour discriminer la polarisation croisée et peut donc être implanté à n'importe quel endroit en pratique. Il est donc très simple, peu encombrant et utilisable sous vide. De plus, on a vu que le critère spectral XPW proposé, i.e. la compression de l'impulsion conduisant au spectre le plus large tout en conservant une forme gaussienne est un critère précis et qui peut être facilement déterminé expérimentalement.

On s'est intéressé précédemment à la sensibilité de ce critère en fonction de la phase d'ordre deux et sa robustesse face aux fluctuations d'énergie de la source. Pour aller plus loin, on étudie comment la compression optimale est affectée par des résiduels de phase d'ordres supérieurs. On va pour cela s'appuyer sur les résultats de la figure 4.10. Elle regroupe dans sa colonne de gauche une évaluation de la sensibilité des différents critères utilisés à la variation de la composante de phase d'ordre trois. On voit que si cette phase est négative (-50 fs^3), un spectre gaussien propre présente une largeur spectrale moindre. Si cet ordre de phase est positif ($+50 \text{ fs}^3$), la compression optimale est décalé d'environ -10 fs^2 mais l'écart à la gaussienne se traduit par une asymétrie spectrale comme le montre la figure 4.10. On peut comparer le spectre en bas à gauche avec celui de la colonne de simulation à droite pour un chirp identique ($\phi^{(2)} = -30 \text{ fs}^2$) mais un $\phi^{(3)}$ nul. On observe le creusement du spectre pour un $\phi^{(3)}$ de $+50 \text{ fs}^3$. Un faible résiduel de phase d'ordre trois est donc aisément détectable. Pour identifier les effets de phase d'ordres plus élevés, on a tracé sur les spectres théoriques de la figure 4.10 une ligne noire indiquant le spectre XPW calculé si la phase d'entrée est parfaitement plate. La distribution spectrale obtenue est alors plus lisse. Les faibles modulations résiduelles sur le spectre XPW sont donc la conséquence de la phase d'ordres élevés, comme c'est également le cas pour des impulsions plus longues. La forme globale

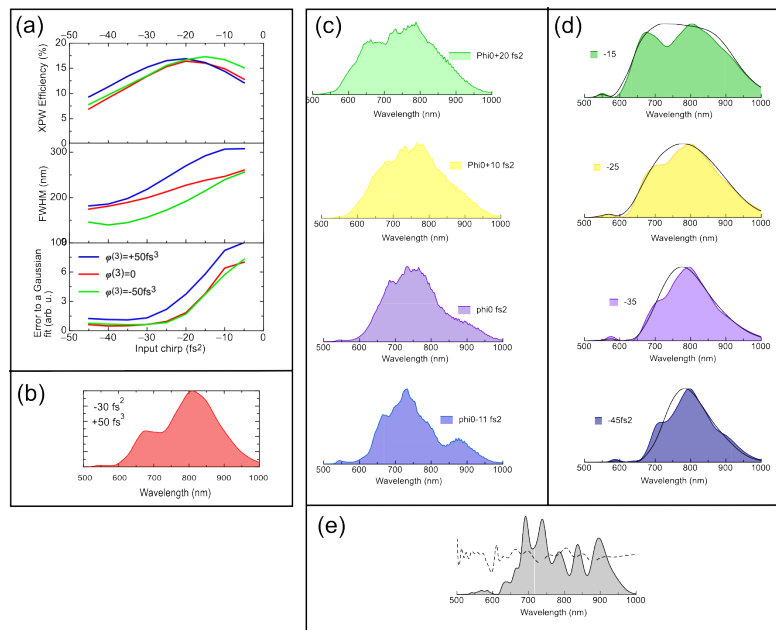


FIGURE 4.10 – Effets de la phase spectrale d’ordres supérieurs sur les caractéristiques spectrales de la génération XPW dans le régime du cycle optique. (a) Sensibilité des paramètres (efficacité, largeur spectrale et écart à la gaussienne) lors d’une variation de la phase d’ordre trois de $\pm 50 \text{ fs}^3$ (simulation). (b) Exemple de distortion du spectre pour un chirp de -30 fs^2 et un $\phi^{(3)}$ de $+50 \text{ fs}^3$. (c),(d) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques pour différentes valeurs de chirp (courbe noire: spectres XPW obtenus en supposant une phase initiale plate dans les simulations). (e) Spectre en sortie de fibre creuse et phase spectrale associée (en pointillés) reconstruite à partir d’une mesure FROG.

du spectre XPW permet d’apprécier la qualité de la compression de l’impulsion d’entrée.

La connaissance fine des effets de phase permet donc une évaluation précise de la zone de compression optimale pour une impulsion donnée. On a en outre démontré que le double critère spectral (largeur et qualité) était robuste aux fluctuations d’énergie principalement. Le dernier point qu’il est intéressant d’investiguer avant d’implanter un tel système de diagnostique sous vide est l’influence de la dispersion du cristal. Comme on va le voir dans le point suivant (section 4.3.3), plus un cristal est fin, plus la mesure est précise. Par exemple, pour un cristal de $0,5 \text{ mm}$ de BaF_2 , seul un décalage de -7 fs^2 pour des impulsions de 5 fs doit être pris en compte pour compenser la dispersion du cristal. C’est l’unique source d’erreur de cette méthode et elle est très faible.

4.3.3 Influence de la longueur de cristal

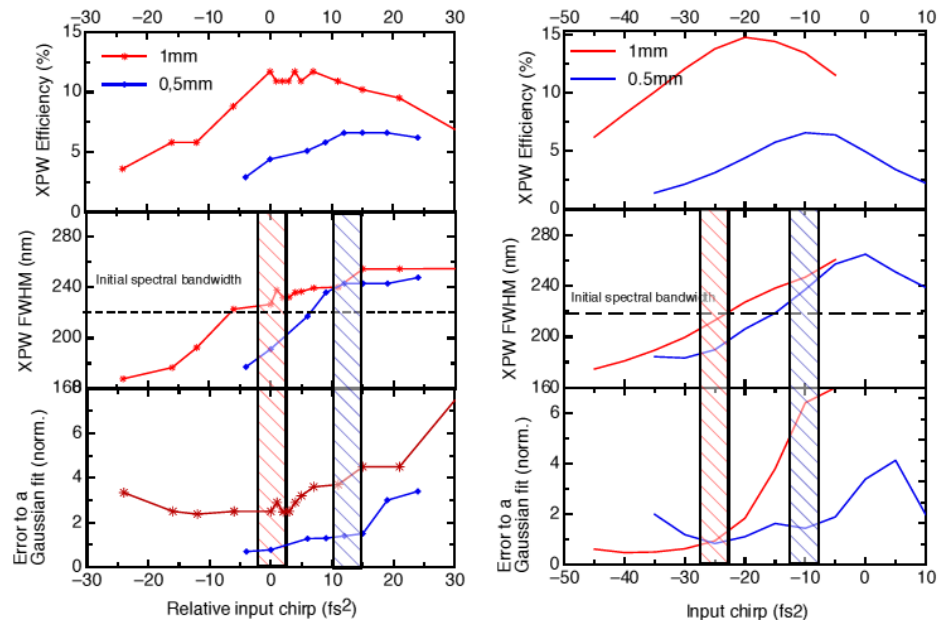


FIGURE 4.11 – Rendement XPW, largeur spectrale (la ligne discontinue indique la largeur du spectre en sortie de fibre creuse) et écart à la gaussienne du spectre XPW en fonction du chirp résiduel pour un cristal de 1 mm (rouge) et 0,5 mm (bleu) de BaF_2 . Les domaines hachurés représentent la zone de meilleure compression pour chaque cas. La colonne de gauche résume les résultats expérimentaux et celle de droite les valeurs théoriques.

On a déjà vu pour des impulsions "longues" (25 fs et plus) que la dispersion du cristal avait une influence sur la génération XPW. En particulier, l'effet est optimisé lorsque la phase initiale pré-compense la dispersion du cristal et que l'impulsion incidente est comprimée au centre du cristal. Dans le régime du cycle optique, cet effet est naturellement exacerbé. C'est pourquoi l'on souhaite comparer l'efficacité XPW et le comportement spectral pour des cristaux de 0,5 et 1 mm de BaF_2 . Les résultats expérimentaux et théoriques sont affichés sur la figure 4.11. On remarque un bon accord entre les deux tendances. En particulier, l'efficacité maximale subit une forte diminution dans chaque cas lorsque l'on passe du cristal de 1 mm à celui de 0,5 mm ainsi qu'un décalage positif de quelques fs^2 du chirp maximisant l'efficacité. Dans le même temps, la zone de meilleure compression est décalée de +12 à +15 fs^2 afin de compenser une plus faible dispersion, ce qui est cohérent avec une impulsion incidente comprimée au centre de chaque cristal. L'utilisation

d'un cristal plus fin permet un léger élargissement du spectre tout en conservant une bonne qualité gaussienne mais au détriment de l'efficacité. Le chirp résiduel correspondant à la meilleure compression est très proche d'une impulsion d'entrée comprimée (-7 fs^2), ce qui fait des cristaux fins un outil plus précis de diagnostic de la compression.

4.3.4 Effets dominants du mécanisme de filtrage

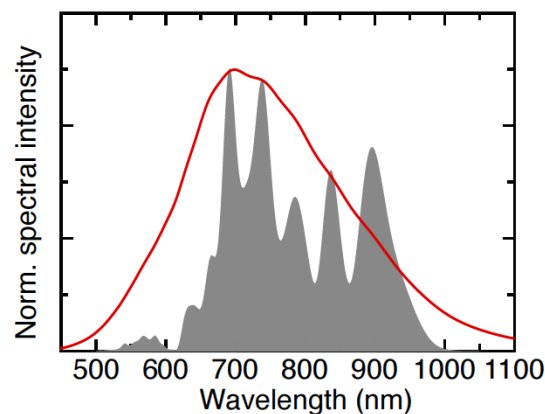


FIGURE 4.12 – Spectre après la fibre creuse (HCF) (zone grisée) et spectre XPW calculé (en rouge) pour un cristal de BaF_2 de 0.1 mm, en orientation [011], à bas rendement. Le chirp initial vaut 0 fs^2 .

Afin de déterminer les effets dominants du filtrage des impulsions de quelques cycles optiques, on considère d'abord l'effet sur l'XPW uniquement. On s'intéresse au cas simple où la dispersion peut être négligée (cristal de 0,1 mm de BaF_2) et les effets non linéaires sont faibles. Dans ce cas, le spectre XPW est lisse et gaussien mais aussi plus large que le spectre d'entrée (Fig. 4.12). Il correspond à une impulsion plus courte, typique de la réponse cubique de l'intensité temporelle dans le procédé. Ceci décrit uniquement le cas idéal. Pour obtenir une véritable conversion XPW, il est nécessaire d'utiliser un cristal plus épais. Le chirp résiduel doit donc être choisi comme un compromis entre la dispersion du cristal et les non-linéarités impliquées dans le phénomène. Dans la section précédente, on a vu que pour un cristal de 1 mm, le chirp résiduel optimal était -25 fs^2 pour obtenir une compression de l'impulsion d'entrée au centre du cristal. La figure 4.13 permet d'avoir une compréhension plus globale de l'équilibre complexe entre dispersion et SPM lors de la génération XPW dans ce régime particulier. On peut voir comment se construit le signal XPW (et se détruit le fondamental) au fur et à mesure de la propagation dans le cristal. Au début de la propagation, l'XPW exhibe un spectre carré ayant la

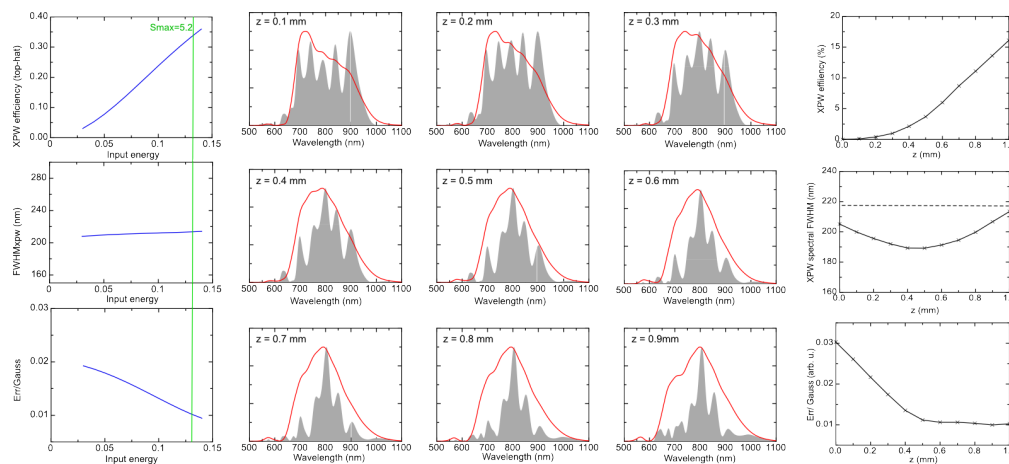


FIGURE 4.13 – Mécanisme de filtrage d'impulsions few-cycle par XPW. *Colonne de gauche* : Récapitulatif des paramètres (efficacité, largeur spectrale et écart à la gaussienne) de l'onde XPW en fonction de l'énergie incidente avec un cristal de 1 mm. *Colonne de droite* : Récapitulatif de ces mêmes paramètres en fonction de la distance parcourue dans un cristal de 1 mm. En pointillés, la largeur du spectre fondamental initial. *Colonnes centrales* : Calcul dans les conditions expérimentales de l'évolution spectrale de l'impulsion fondamentale (zone grisée) et du signal XPW (ligne rouge) au cours de la propagation suivant z dans un cristal de BaF_2 de 1 mm. Pour tous les cas, le chirp initial est de -25 fs^2 .

même largeur aux pieds que l'impulsion fondamentale. Progressivement le spectre de cette dernière se réduit, entraînant également la diminution de la largeur spectrale de l'XPW comme on peut l'observer sur la fenêtre du milieu dans la colonne de droite. Cette réduction s'accompagne néanmoins de l'amélioration de la forme du spectre, qui se rapproche d'une gaussienne. Arrivé à mi-cristal, l'impulsion initiale est comprimée (car la dispersion du cristal a compensé le pré-chirp de -25 fs^2), le rendement est donc correct et l'élargissement symétrique. Sur les derniers dixièmes de millimètre, l'impulsion fondamentale subit une auto-modulation de phase qui élargit son spectre aux pieds. Cet élargissement se transfère à nouveau vers l'XPW qui regagne une largeur identique ou presque à celle de l'impulsion initiale mais avec une forme gaussienne. Pour des impulsions "few-cycle", cette situation est le meilleur compromis en termes de qualité spectrale, la dispersion du milieu rendant le gain de bande spectrale impossible.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on s'est intéressé à l'étude de la génération XPW dans les régimes extrêmes : très haut rendement et/ou impulsions « few-cycle ». Ces résultats ont été rendus possibles par la concomitance des méthodes numériques développées (Chapitre 3) et des implémentations expérimentales réalisées (Chapitre 5). En résumé :

1. à (très) haut rendement:
 - influence de la SPM de l'impulsion fondamentale sur le sur-élargissement XPW ($\text{FWHM}_{XPW} > 1,7 \text{FWHM}_{\text{fondamentale}}$);
 - influence de la phase spectrale sur le rendement et l'élargissement;
 - ré-homogénéisation spatio-spectrale au cours de la propagation;
 - explication partielle du blueshift.

Des pistes sont en cours d'étude pour parfaire l'explication du blueshift. On a isolé la probable influence de la dispersion de l'indice non-linéaire sur l'auto-focalisation. Son impact n'est pour l'instant pris en compte par aucun des deux codes. L'effort va donc se porter sur l'implémentation de ce paramètre dans les simulations.

2. dans le régime du cycle optique:
 - influence de la phase spectrale;
 - influence de la dispersion du cristal.

Dans le régime du cycle optique, la dispersion du cristal domine les autres effets et empêche l'élargissement spectral. Néanmoins, le lissage spectral reste efficace ce qui permet 1) d'envisager l'utilisation de l'XPW pour le diagnostic in-situ de compression d'impulsions dans le régime du cycle optique, et 2) de filtrer spectro-temporellement des impulsions ultra-brèves comme le démontre le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] Canova, L.; Albert, O.; Forget, N.; Mercier, B.; Kourtev, S.; Minkovski, N.; Saltiel, S. and Lopez-Martens, R. "Influence of spectral phase on cross-polarized wave generation with short femtosecond pulses," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 93, 443-453 (2008). [68](#), [73](#)
- [2] D. Adams, T. Planchon, A. Hrin, J. Squier, and C. Durfee, "Characterization of coupled nonlinear spatio-spectral phase following an ultrafast self-focusing interaction," *Opt. Lett.* 34, 1294-1296 (2009). :OL2009
- [3] D. E. Adams, T. A. Planchon, J. A. Squier and C. G. Durfee, "Spatiotemporal dynamics of cross-polarized wave generation," *Opt. Lett.*, 2010, 35, 1115-1117 (2010). :OL2010
- [4] Dharmadhikari, A. K., Rajgara, F. A., and Mathur, D., "Systematic study of highly efficient white light generation in transparent materials using intense femtosecond laser pulses," *Appl. Phys. B* **80**, 61–66 (2005). :2005
- [5] Dharmadhikari, A. K., Rajgara, F. A., and Mathur, D., "Plasma effects and the modulation of white light spectra in the propagation of ultrashort, high-power laser pulses in barium fluoride," *Appl. Phys. B* **82**, 575–583 (2006). :2006
- [6] Dharmadhikari, A. K., Dharmadhikari, J. A., and Mathur, D., "Visualization of focusing-refocusing cycles during filamentation in BaF₂," *Appl. Phys. B* **94**, 259–263 (2009). :2009APB
- [7] A. Jullien, X. Chen, A. Ricci, J. P. Rousseau, R. Lopez-Martens, L. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon and P. Georges, "High-fidelity front-end for high-power, high temporal quality few-cycle lasers," *Appl. Phys. B*, 2010, 102, 769-774. :2010
- [8] Jullien, A.; Durfee, C.; Trisorio, A.; Canova, L.; Rousseau, J.-P.; Mercier, B.; Antonucci, L.; Chériaux, G.; Albert, O. and Lopez-Martens, R. "Nonlinear spectral cleaning of few-cycle pulses via cross-polarized wave (XPW) generation," *Applied Physics B*, 2009, 96, 293-299. [83](#)

Chapitre 5

XPW : Applications expérimentales

Sommaire

4.1	Introduction	68
4.2	XPW à très haut rendement pour la production d'impulsions ultracourtes	68
4.2.1	XPW haute efficacité : sur-élargissement spectral et effets de phase en régime de saturation	68
4.2.2	Couplage spatio-temporel de l'impulsion XPW	75
4.2.3	Blueshift : résultats préliminaires et perspectives	80
4.3	Filtrage XPW d'impulsions de quelques cycles optiques	82
4.3.1	Influence du chirp: détermination de la compression optimale	82
4.3.2	Diagnostic in-situ de la compression	85
4.3.3	Influence de la longueur de cristal	87
4.3.4	Effets dominants du mécanisme de filtrage	88
4.4	Conclusion	90

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, je donne deux exemples types d'utilisation de l'XPW dans les chaînes laser de puissance. La première partie de ce chapitre est consacrée à son intégration dans les injecteurs de chaîne laser de haute puissance nécessitant un très haut contraste temporel (Partie 5.2). Ce rôle est celui pour lequel l'XPW a été introduit historiquement. Implémenté à des énergies peu élevées (de l'ordre de la centaine de microjoules), il permet d'obtenir des impulsions parfois extrêmement courtes avec un contraste très élevé.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la réalisation pratique d'un filtre XPW à haute énergie et à haut rendement (Partie 5.3). Ce schéma, à la fois efficace et très versatile en termes d'énergie d'entrée, ouvre la voie à une nouvelle utilisation de l'XPW en fin de chaîne pour la post-compression des impulsions en régime few-cycle avec des énergies au-delà du millijoule. Cette partie fait appel à une étude numérique (avec le logiciel *CommodPro*) qui vient en appui des résultats expérimentaux. On retrouve ici les caractéristiques de la propagation des faisceaux fondamental et XPW détaillées dans le chapitre précédent. On confirmera notamment que le raccourcissement des impulsions peut excéder un facteur deux, voire même atteindre un facteur trois.

5.2 Injecteurs ultra-courts à très haut contraste pour les chaînes laser de puissance

Je présente dans cette partie les nombreuses possibilités expérimentales offertes par la technique XPW pour l'obtention d'impulsions courtes à très haut contraste dans les front-ends de chaînes laser de haute puissance. Comme on l'a vu dans la partie précédente, il y a deux approches pour obtenir des impulsions ultra-courtes à très haut contraste grâce à l'XPW: 1) le nettoyage spectro-temporel d'impulsions "few-cycle"; 2) le raccourcissement d'un facteur deux ou plus d'impulsions courtes.

Dans la première section (5.2.1), je rappelle les performances présentées dans la partie précédente sur la chaîne OPCPA de l'Institut de la Lumière Extrême (ILE). Dans ce cas, l'XPW permet le nettoyage spectro-temporel d'impulsions de deux cycles optiques avant injection dans la chaîne OPCPA. Ensuite, dans la deuxième section (5.2.2), je rapporte les résultats d'une expérience effectuée à Castelldefels (Barcelone) à l'Institut des Sciences Photoniques (ICFO) sur la chaîne OPA à $2\ \mu\text{m}$. On démontre ici la génération d'impulsions de trois cycles optiques à $2\ \mu\text{m}$ à partir d'impulsions deux fois plus longues. Dans la dernière section (5.2.3), je montre le schéma de filtrage XPW à deux cristaux qui a fait l'objet d'un transfert de technologie vers Thales Optronique au début de la thèse. Il a notamment été implémenté avec succès sur la chaîne laser PetaWatt BELLA de Thales [1].

5.2.1 Implémentation d'un injecteur haute-fidélité à 800 nm pour le front-end OPCPA ultra-court à très haut contraste temporel du laser APOLLON

Cette section reprend les travaux effectués au LCF de l'IOGS ayant donné lieu à la publication Jullien *et al.* (APB 2010) [2]. Je me suis déjà en partie servi de cette étude dans la section 4.3 où j'ai abordé les propriétés de l'XPW dans le régime few-cycle. Je vais ici détailler le schéma expérimental dont la représentation est donnée sur la figure 5.1 ainsi que les résultats obtenus, en insistant sur la qualité spectro-temporelle des impulsions XPW générées. Le but d'une telle source est de fournir à un schéma d'amplification de type OPCPA (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) des impulsions les plus courtes possibles avec le contraste le plus élevé possible. En effet, la technique OPCPA permet d'amplifier les impulsions sur une bande spectrale beaucoup plus large que les architectures basées sur les amplificateurs Ti:Sapphire. Elle revêt donc un grand intérêt pour la génération d'impulsions énergétiques dans le régime few-cycle. Le but actuel de telles chaînes OPCPA étant l'interaction laser-plasma contrôlée, elles requièrent un contraste suffisamment élevé. On parle ici à la fois du contraste cohérent et du fond ASE. La technique XPW, en améliorant ces deux paramètres, permet donc de fournir des impulsions idéales pour être amplifiées dans un étage OPCPA. Le dernier élément est le contrôle de la CEP dont de nombreux exemples ont montré qu'elle était préservée après un étage XPW. On montre que c'est également le cas ici.

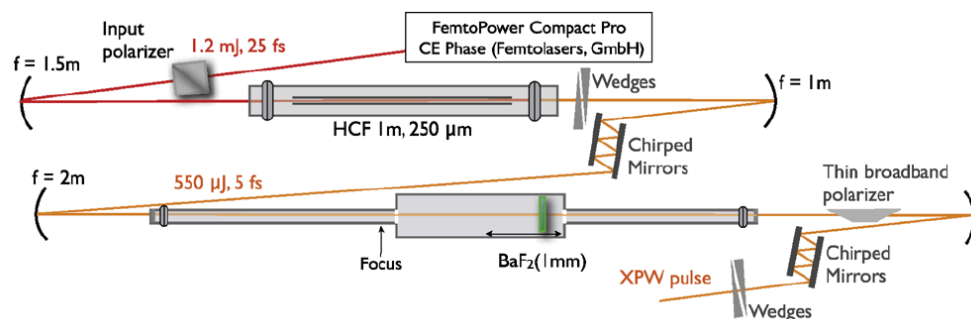


FIGURE 5.1 – Schéma expérimental pour la production d'impulsions de $80 \mu\text{J}$, 5 fs à très haut contraste temporel à partir d'un front-end commercial délivrant des impulsions de 1,2 mJ, 25 fs. [A partir de [2]]

Dans notre expérience (cf. Fig. 5.1), un système kHz commercial (FemtoPower Compact Pro CE-Phase, Femtolasers GmbH) délivre des impulsions de 1,2 mJ, 25 fs à 800 nm et stabilisées en CEP à 0,2 rad rms. Ces impulsions sont couplées dans une fibre creuse (1 m de long, 250 µm de diamètre) remplie d'un bar de néon.

Elles y subissent un fort élargissement spectral conduisant à la génération d'impulsions de $550 \mu\text{J}$, 5 fs comprimées à l'aide de miroirs chirpés (Femtolasers GmbH et Layertech GmbH) et de wedges pour l'optimisation fine de la phase. Ces impulsions servent ensuite pour la génération XPW dans un cristal de 1 mm de BaF_2 [011] placé sous vide environ 50 cm après le foyer d'un miroir de focale 2 m. La chambre à vide est scellée par des fenêtres en silice de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur traitées anti-reflet à 800 nm. L'efficacité de conversion XPW est de l'ordre de 15%. La qualité spatiale des impulsions après la fibre permet d'obtenir un profil spatial excellent même quelques dizaines de centimètres après le foyer. Un polariseur à film fin large bande (*BroadBand Thin-Film Polarizer*, BB-TFP) est utilisé pour sélectionner l'impulsion XPW. Ce polariseur présente l'avantage d'être peu dispersif mais, en contre-partie, son pouvoir polarisant est relativement faible. Le taux d'extinction entre les polariseurs d'entrée (polariseur de Glan avant la fibre) et de sortie est de 10^2 seulement. En pratique, lorsque l'on veut injecter par la suite un OPCPA, il n'est pas nécessaire de recomprimer les impulsions XPW. On peut donc utiliser un second polariseur de Glan en sortie avec un taux d'extinction de l'ordre de 10^4 et ainsi améliorer le contraste de deux ordres de grandeur supplémentaires. Dans le cas présent, on souhaite comprimer les impulsions après XPW et les caractériser temporellement. On a donc préféré le BB-TFP. Une nouvelle série de miroirs chirpés (Femtolasers GmbH) est utilisée pour la compression ainsi que des wedges pour optimiser finement la qualité spectro-temporelle des impulsions XPW.

La figure 5.2 recense l'ensemble des effets du filtrage XPW sur les impulsions few-cycle, en comparant notamment les traces obtenues par mesure SHG-FROG [3] après la fibre et après l'XPW (Fig. 5.2(a) et (b) respectivement), les spectres mesurés et reconstruits ainsi que leur phase spectrale associée (Fig. 5.2(c) et (d) respectivement), les profils temporels associés (Fig. 5.2(e) et (f) respectivement) et les profils temporels en échelle logarithmique calculés en prenant en compte l'ajout de silice pour optimiser la compression (Fig. 5.2(g)). L'amélioration visible sur les traces FROG se retrouve sur les profils temporels. Elle est liée au lissage remarquable du spectre et de sa phase mis en évidence par les encarts (c) et (d). On observe sur ce dernier un résiduel de phase non linéaire d'ordre deux (caractérisée par une phase parabolique). Cela explique que l'impulsion XPW mesurée ait une durée de 6 fs. Cela tient au fait que la mesure FROG nécessite un traitement, si bien que l'optimisation en direct est délicate. C'est pourquoi l'on a ajouté a posteriori - $200 \mu\text{m}$ de silice pour compenser le résiduel de phase d'ordre deux dans le calcul du profil temporel de l'XPW. L'encart (g) montre alors que, dans cette configuration, le profil temporel XPW présente une durée inférieure à 5 fs avec un piédestal réduit par rapport à l'impulsion après la fibre.

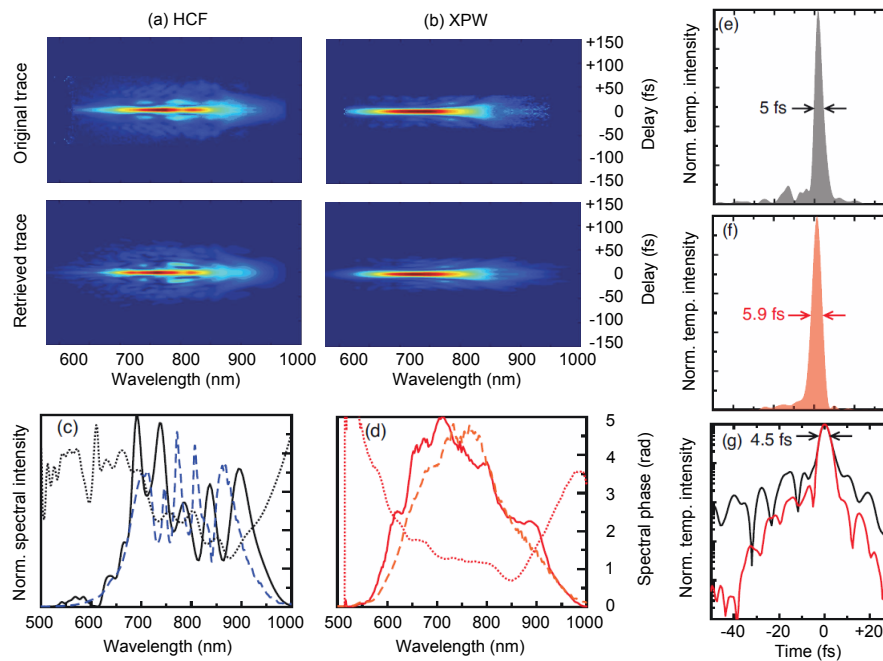


FIGURE 5.2 – Traces FROG mesurée (à g.) et reconstruite (à d.) après la fibre (a) et l’XPW (b), avec un écart de 0.5% et 0.3% respectivement (taille de la grille: 256 x 256). Amplitude spectrale mesurée (ligne hachurée) et reconstruite (ligne pleine) et phase spectrale reconstruite (ligne pointillée) après la fibre (c) et l’XPW (d). Profil temporel des impulsions few-cycle après la fibre (e) et l’XPW (f). (g) Profils temporels en échelle logarithmique des impulsions few-cycle optimisées après ajout de la propagation dans de la silice des impulsions reconstruites par la mesure FROG. En noir: après la fibre (+ 50 μm). En rouge: après XPW (- 200 μm). A partir de [2]

Ceci est confirmé par une mesure de contraste à l’aide d’un auto-corrélateur du troisième ordre de type SEQUOIA. La figure 5.3 montre un front montant plus raide après passage par l’XPW. Compte-tenu de l’énergie des impulsions XPW (80 μJ), la dynamique de mesure est limitée à huit ordres de grandeur, ce qui permet à peine d’entrevoir l’amélioration apportée par l’XPW. Néanmoins, la courbe pointillée rend compte de l’effet d’une amélioration de deux ordres de grandeur du contraste, conformément au taux d’extinction des polariseurs. On a utilisé le modèle décrit dans [4] en prenant en compte les paramètres de l’expérience (efficacité XPW de 15% et taux d’extinction de deux ordres de grandeur) pour tracer la courbe théorique de la figure 5.3. On observe un bon accord entre la mesure et la prédiction dans la zone au-dessus de la limite de détection.

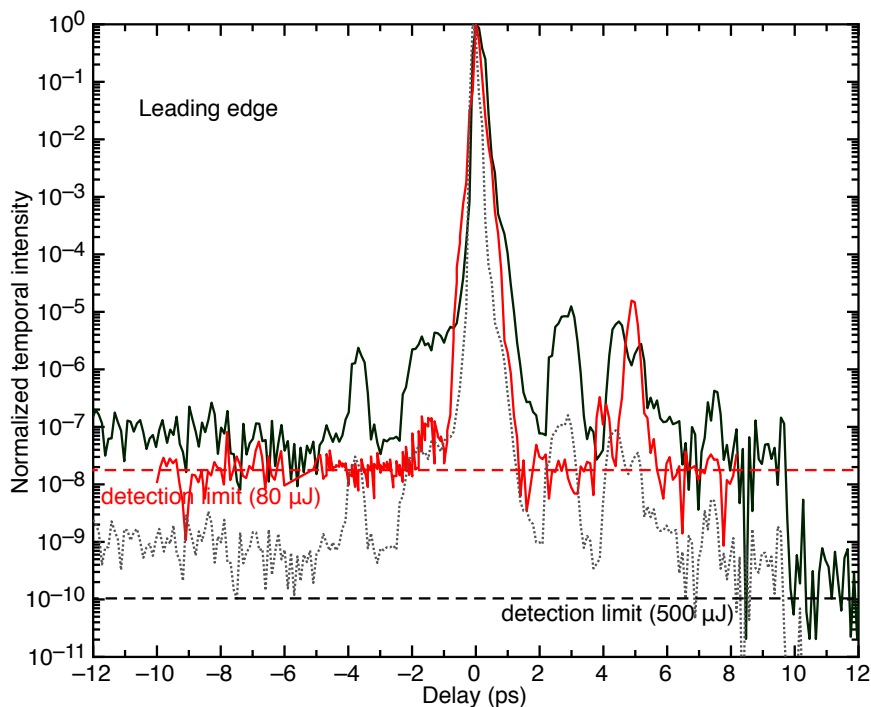


FIGURE 5.3 – Contraste temporel des impulsions few-cycle avant (en noir) et après (en rouge) XPW. Les lignes hachurées indiquent la dynamique de mesure dans chaque cas (10^{-10} après la fibre et 10^{-8} après XPW). La courbe grise pointillée représente le contraste calculé après XPW. La résolution temporelle du corrélateur ne permet pas d’analyser la structure temporelle du pic principal. A partir de [2].

Le dernier paramètre que l’on contrôle est la stabilisation de la CEP dont la mesure sur quelques minutes est représentée sur la figure 5.4. Les impulsions XPW comprimées sont envoyées dans un interféromètre $f-2f$ et le calcul de la rétro-action est effectué par un APS800 (MenloSystems GmbH, cycle loop time : 100 ms). Elle agit sur l’étireur de la chaîne laser pour compenser la dérive lente de la phase. La mesure démontre que la CEP est préservée malgré deux étages non linéaires, une longue propagation à l’air libre alors que le set-up n’était alors pas couvert, et une mesure $f-2f$ délicate du fait d’impulsions ultra-courtes donc très sensibles à la phase ajoutée par l’appareil de mesure lui-même.

En résumé, ce schéma de front-end permet de fournir des impulsions de $80 \mu\text{J}$, 5 fs à 800 nm stabilisées en phase à un niveau de 0,3 rad rms avec un contraste estimé à 10^9 limité par le taux d’extinction du polariseur de sortie. De plus, l’effet XPW permet le nettoyage spatio-temporel des impulsions, améliorant de fait la qualité du contraste cohérent. L’ensemble de ces caractéristiques en font un injecteur

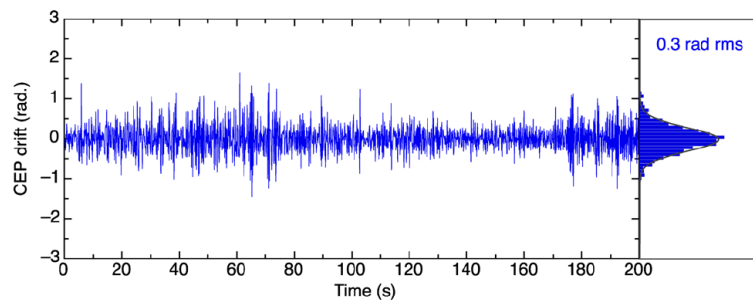


FIGURE 5.4 – Mesure de la dérive de la CEP avec boucle de rétro-action après XPW. A partir de [2].

teur idéal pour une chaîne laser de puissance de type OPCPA few-cycle visant de très hautes performances en termes de contraste temporel.

5.2.2 Génération d’impulsions de quelques cycles optiques à $2\ \mu\text{m}$ par XPW à l’ICFO-Barcelone

Cette section présente les résultats obtenus lors d’une campagne d’expériences réalisée en collaboration avec le groupe du Professeur Jens Biegert de l’Institut des Sciences Photoniques (ICFO) de Castelldefels en Espagne. On présente un schéma simple de compression d’impulsions ultra-courtes à $2\ \mu\text{m}$ basé sur l’effet XPW. Ce dernier permet en effet de diviser la durée d’un facteur supérieur à deux, passant d’impulsions incidentes de plus de 40 fs à des impulsions XPW de 20 fs, ce qui correspond à un peu moins de trois cycles optiques à $2\ \mu\text{m}$. La génération XPW a été réalisé dans trois cristaux différents, BaF_2 , CaF_2 et Diamant-CVD (CVD-C), présentant chacun un régime de dispersion différent à cette longueur d’onde, afin de comparer expérimentalement les effets de la dispersion sur les caractéristiques XPW. On présente également une méthode de mesure temporelle des impulsions originale, s’appuyant sur un algorithme d’inférence bayésienne combinant mesure spectrale et trace d’autocorrélation du troisième ordre. Ces résultats démontrent que l’XPW permet dans le proche infra-rouge de fournir une source de lumière few-cycle de haute qualité pour des applications en physique des hautes intensités.

Créer une telle source de rayonnement dans l’infra-rouge est en effet particulièrement intéressant pour ce type d’expériences car il a été démontré que les lois d’échelle favorables dans l’infra-rouge s’appliquaient aux processus physiques en champ fort [5] tels que la génération de bursts attosecondes de rayons X mous. Dans cette gamme de longueur d’onde, les sources ultra-courtes s’appuient sur des amplificateurs paramétriques optiques (OPA) ou sur des OPCPA. Si ces derniers permettent aujourd’hui de fournir des impulsions ultra-courtes intenses stabilisées

en CEP dans l'infra-rouge moyen [6, 7], les OPA, construits sur la technologie Ti:Sapphire, fournissent une solution adéquate dans le proche infra-rouge [8]. Il est, par exemple, possible d'obtenir assez facilement des impulsions stabilisées en phase de quelques cycles optiques avec une énergie proche du millijoule [9]. Cependant, les solutions actuellement disponibles pour véritablement atteindre le régime du cycle optique pâtissent d'un certain nombre de limites que ce soit dans la lourdeur de la réalisation pratique, la stabilité et la reproductibilité des résultats ou simplement dans l'efficacité en termes d'énergie. Parmi celles-ci, on peut citer le mélange à trois ondes [10], des techniques de propagation non-linéaire et de post-compression telles que la filamentation [11] et la fibre creuse [12] ou encore la combinaison cohérente de plusieurs spectres avec boucle électronique de rétroaction [13]. En comparaison de ces méthodes, l'avantage de la technique XPW réside dans le fait qu'elle est très simple à implémenter. De plus, elle permet non seulement d'accéder au régime du cycle optique à partir d'impulsions de quelques cycles, mais elle fournit aussi, comme on l'a vu précédemment, des impulsions de très bonne qualité temporelle, idéales pour les expériences.

Je vais d'abord présenter le schéma expérimental ainsi que le principe de notre démarche avec les trois cristaux différents. Je détaillerai ensuite les diagnostics utilisés et en particulier la méthode de caractérisation temporelle des impulsions. Enfin, je présenterai les résultats obtenus.

Schéma et principe de l'expérience

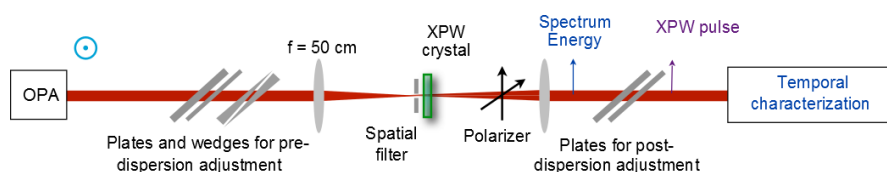


FIGURE 5.5 – Montage expérimental pour la génération XPW avec filtrage spatial et lames pour la pre- et post-compensation de la phase.

Le montage expérimental est décrit sur la figure 5.5. La source laser consiste en un étage d'amplification Ti:Sapphire multi-passages suivi de deux étages OPA développés par l'équipe de l'ICFO. Au moment de l'expérience, elle délivrait des impulsions de $250 \mu\text{J}$, 42 fs à $2,1 \mu\text{m}$ à un taux de répétition de 3 kHz [14]. Après la source OPA, le cristal XPW est placé au foyer d'une lentille de CaF_2 de focale 500 mm. Un pinhole en diamant de $280 \mu\text{m}$ de diamètre est positionné avant le cristal pour optimiser le profil spatial sur le cristal et ainsi améliorer le rendement XPW. On utilise ensuite un polariseur linéaire dans l'infra-rouge moyen (Thorlabs LPMIR050) pour sélectionner l'impulsion XPW.

Pour chaque cristal, la gestion de la phase spectrale se fait grâce à des lames (ZnSe, SiO₂) en deux temps: 1) avant le cristal, pour optimiser la génération XPW; 2) après le polariseur, pour comprimer au mieux les impulsions XPW. Comme on l'a vu précédemment, la dispersion des matériaux traversés, y compris le cristal lui-même, joue un rôle important dans la génération d'impulsions few-cycle. Ici, l'utilisation de trois cristaux différents, dont les caractéristiques linéaires et non-linéaires d'intérêt sont rassemblées dans le tableau 5.1, impose que l'on compense la phase de manière adaptée dans chaque cas, en variant notamment l'épaisseur des lames traversées ou en jouant sur la quantité de wedges introduite.

	BaF ₂	CaF ₂	CVD-Diamond
Orientation	h-cut [011]	h-cut [011]	z-cut [001]
Length (mm)	2	2	1.2
n	1.464	1.423	2.383
$\chi_{xxxx}^{(3)}$ (10^{-22} m ² /V ²)	1.53	0.94	11
σ	-1.2	-0.6	-1.8
GVD (fs ² /mm)	-6	-27	63

TABLE 5.1 – Caractéristiques des différents cristaux XPW à 2,1 μ m.

Pour l'expérience, on utilise les trois cristaux suivants: un BaF₂ et un CaF₂ de 2 mm en orientation [011] et un CVD-C de 1,2 mm en orientation [001]. A 2,1 μ m, le CaF₂ est dans le régime de dispersion anormale tandis que le CVD-C est dans le régime normal. La dispersion du BaF₂ est un ordre de magnitude plus faible sur cette gamme spectrale, c'est-à-dire proche du régime de dispersion nulle. La figure 5.6 montre les courbes de dispersion des trois cristaux sur l'étendue du spectre laser incident. Compte-tenu de ces différences et des caractéristiques non-linéaires de chaque cristal, on s'attend d'une part à une compensation de la phase différente pour chaque cas et une génération XPW différente également, tant du point de vue de l'efficacité de génération que du point de vue spectral.

Observation des effets attendus à l'aide du code Matlab 1D

L'utilisation du code Matlab 1D permet d'avoir un aperçu des performances attendues pour chaque cristal en termes d'efficacité (Fig. 5.7a) et d'élargissement spectral (Fig. 5.7b). Les conditions de la simulation sont celles de l'expérience, à savoir une impulsion incidente de 42 fs à 2,1 μ m et une intensité incidente correspondant à l'efficacité observée expérimentalement. La phase spectrale initiale est choisie égale à zéro. On observe sur la figure 5.7(a) que la courbe d'efficacité du Diamant est plus raide que celle du BaF₂ malgré le fait que leurs épaisseurs respectives soient 1,2 mm et 2 mm. Cela est dû à la très forte non-linéarité du Diamant.

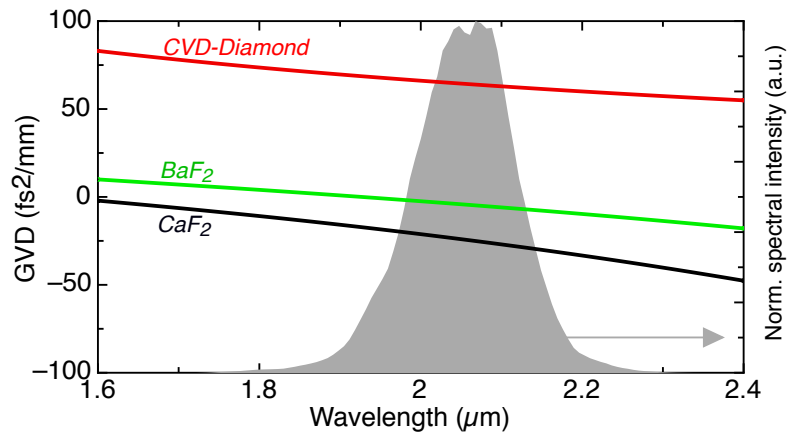


FIGURE 5.6 – Dispersion des trois cristaux utilisés sur la gamme spectrale du laser. En gris, spectre typique du laser incident.

Dans le cas du CaF_2 , à la non-linéarité plus faible l'efficacité est plus basse pour une intensité donnée.

Dans le domaine spectro-temporel, on observe, sur la figure 5.7(b), l'élargissement spectral attendu pour un processus non-linéaire. Il s'agit en fait d'un sur-élargissement par rapport au facteur $\sqrt{3}$ caractérisant un processus d'ordre trois. Ceci est dû au transfert du sur-élargissement par SPM de l'impulsion pompe vers l'impulsion XPW. Dans le même temps, le filtrage temporel permet d'éviter que les irrégularités spectrales ne soient transférées vers l'XPW comme cela a été détaillé au chapitre précédent. Le spectre XPW possède donc des caractéristiques gaussiennes dans les trois cas. La figure 5.7 permet également de mettre en évidence le rôle de la dispersion et des caractéristiques non-linéaires du cristal. En particulier, l'exemple du CaF_2 démontre que, malgré une non-linéarité plus faible, le régime de dispersion anormale engendre un spectre nettement plus large. Ceci s'explique par le fait qu'en régime anormal, la dispersion du cristal compense la phase non-linéaire induite par l'effet, ce qui, *in fine*, permet à l'impulsion pompe de se propager comprimée à travers tout le cristal. A l'opposé, dans le cas du Diamant, la phase due à la dispersion normale du cristal s'ajoute à la phase non-linéaire et réduit donc l'élargissement maximal accessible. On confirme cette observation en retirant la prise en compte de la dispersion dans le code de simulation et en comparant les résultats avec et sans dispersion pour chaque cristal. Sans prise en compte de la dispersion, le spectre du CaF_2 est 40 nm plus étroit alors que celui du Diamant devient 20 nm plus large et celui du BaF_2 reste inchangé car sa dispersion est nulle sur la plage autour de $2 \mu\text{m}$.

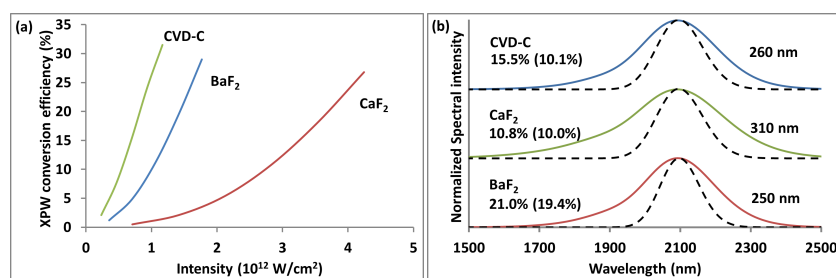


FIGURE 5.7 – Simulation numérique 1D du processus XPW à $2.1\ \mu\text{m}$ pour les trois cristaux utilisés. (a) Rendement de conversion en fonction de l'intensité incidente: BaF₂ 2 mm orientation [011], CaF₂ 2 mm orientation [011] et Diamant-CVD 1.2 mm orientation [001]. (b) Spectre XPW correspondant au spectre laser expérimental (courbe noire hachurée) et efficacités observées expérimentalement. L'efficacité de conversion non corrigée des pertes par réflexion sur les faces des cristaux est indiquée ainsi que les transmissions (entre parenthèses) en tenant compte de ces pertes (4% pour le BaF₂ et le CaF₂ et 16% pour le CVD-C). Les FWHM apparaissent sur la droite. Elles correspondent à des durées FTL de 25 fs, 21 fs et 26 fs pour le CVD-C, le CaF₂ et le BaF₂ respectivement.

Banc de diagnostic et méthode de caractérisation temporelle

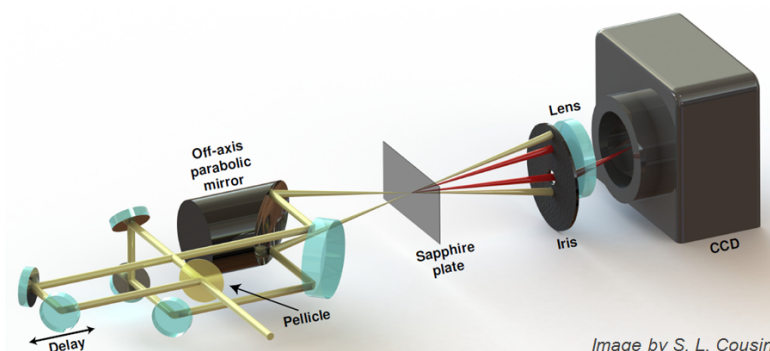


FIGURE 5.8 – Auto-corrélateur du troisième ordre mono-coup.

Pour chaque cristal, l'énergie et le spectre des impulsions sont mesurés après le polariseur. Le spectromètre utilisé fonctionne directement dans l'IR (Ocean Optics temperature-regulated 256-element InGaAs array detector). Nous avons aussi obtenu des traces d'auto-corrélation du troisième ordre en intensité en utilisant la génération de troisième harmonique à la surface d'une lame de saphir [15] dans un autocorrélateur mono-coup [16] développé à l'ICFO (cf. Fig. 5.8). Le ratio signal/bruit des traces d'autocorrélation varie entre 50 et 150. La méthode numé-

rique a été implémentée par Dane K. Bates de l'ICFO.

Démarche scientifique

En combinant spectre et trace d'auto-corrélation du troisième ordre, il est possible d'inférer le profil temporel des impulsions et l'incertitude associée à la reconstruction. Etant donné la nouveauté de la méthode, elle est ici décrite en détails. On s'attend à ce que la précision de cette approche — et l'occurrence d'ambiguïtés — soit comprise entre ce qui peut être obtenu en combinant les données spectrales avec la mesure d'un autocorrélateur du second ordre [17] d'une part, et en combinant le spectre avec la mesure d'intensité temporelle [18] d'autre part. La première possède de nombreuses ambiguïtés [19], alors que la seconde [20] ne possède d'ambiguïté qu'en cas de profil parfaitement symétrique. Cela suggère qu'en général, la donnée du spectre et de la trace d'auto-corrélation du troisième ordre d'une impulsion ne permet pas la caractérisation complète de l'impulsion. Cependant, on s'intéresse ici uniquement aux ambiguïtés présentes dans nos mesures spécifiques — c'est-à-dire aux impulsions reconstruites en rapport avec les données mesurées.

C'est pourquoi on utilise un algorithme bayésien donnant accès à la distribution des impulsions reconstruites, échantillonnées en fonction de leur cohérence avec les données mesurées. A partir de cet ensemble de solutions, les distributions d'impulsion avec telle ou telle propriété (FWHM, coefficients de phase spectrale, ...) peuvent être calculées. Les ambiguïtés, lorsqu'elles apparaissent, sont automatiquement représentées par des multi-modalités dans les distributions. Dans le même temps, un bruit de mesure excessif est retranscrit par des distributions anormalement larges.

Il est important de bien comprendre que l'on n'affirme pas que la méthode permet d'obtenir une caractérisation complète et sans ambiguïté. On soutient par contre que l'algorithme est capable de reproduire l'ensemble des impulsions consistantes avec les données d'entrée. Cela permet donc de conclure sur la forme et la durée d'impulsion les plus probables.

Méthode et validation

On utilise une chaîne de Markov à évolution différentielle (Differential Evolution Markov Chain [21]) combinant un algorithme génétique avec évolution différentielle [22] et l'algorithme de Metropolis-Hastings [23, 24] qui est une procédure standard pour générer des échantillons à partir d'une distribution. On a utilisé une méthode de "recuit simulé" (*Simulated Annealing*, ou *SA* en anglais) pour aider à la convergence de l'algorithme [25].

Le spectre d'entrée étant connu, l'impulsion inconnue est paramétrée par les

coefficients de Taylor de sa phase spectrale: $\phi = \phi_2, \phi_3, \dots, \phi_N$. Formellement, la distribution-cible est définie par la condition d'inférence bayésienne: $P(\phi|M) \propto P(M|\phi)$. En d'autres termes, la probabilité (au sens bayésien) que les coefficients de phase spectrale soient ϕ étant donnée la donnée mesurée M est proportionnelle à la probabilité d'obtenir la donnée mesurée M connaissant les coefficients ϕ . On calcule $P(M|\phi)$ par traitement de la trace d'auto-corrélation théorique correspondant au spectre mesuré et aux coefficients ϕ , en faisant l'hypothèse de la présence sur chaque pixel du détecteur d'un bruit blanc gaussien additif (*Additive White Gaussian Noise*, ou *AWGN* en anglais). L'amplitude du bruit est déterminée à partir des pixels ne recevant pas de signal. On s'assure de la convergence en vérifiant que les distributions:

1. sont identiques entre différents "runs",
2. ne changent pas significativement avec l'augmentation de l'ordre maximum N des coefficients de phase spectrale,
3. ne sont pas sensibles aux paramètres algorithmiques.

Typiquement, la convergence est obtenue pour $N = 6$, une population de 100 membres et 10 000 générations. Nous n'avons pas observé d'ambiguïtés significatives pour les données d'entrée nous correspondant (cette situation n'est cependant pas le cas général). Enfin, les auto-corrélateurs mono-coup étant sensibles au profil spatial, on a obtenu pour chaque cristal plusieurs traces à partir de différentes positions dans le faisceau en ajustant la platine de translation du délai (Fig. 5.8). L'algorithme de reconstruction a été lancé indépendamment à partir de chacun de ces points et les résultats ont ensuite été fusionnés. De cette manière, l'incertitude décrite par la distribution finale d'impulsions inclut automatiquement les erreurs systématiques liées au profil spatial dans l'auto-corrélateur mono-coup.

Afin de vérifier la méthode, nous allons illustrer numériquement la présence d'une ambiguïté dans la reconstruction. L'impulsion "inconnue" — celle que l'on veut reconstruire — a une longueur d'onde centrale de $1,8 \mu\text{m}$, un spectre gaussien correspondant à une impulsion TF de 30 fs et une phase spectrale d'ordre deux de 500 fs^2 . On fait l'hypothèse d'un niveau signal/bruit de 30. On calcule alors la trace d'auto-corrélation du troisième ordre ainsi que le spectre et l'on se sert de ces données comme inputs dans l'algorithme. La figure 5.9 montre divers aspects des résultats obtenus. La figure 5.9(a) compare l'auto-corrélation de l'impulsion inconnue (en bleu) à la distribution des auto-corrélations reconstruites (en niveaux de gris). En raison d'un niveau signal/bruit fini, les traces reconstruites appartiennent à une distribution autour de la trace "mesurée". La figure 5.9(b) compare l'intensité temporelle de l'impulsion inconnue (en bleu) avec la distribution des impulsions reconstruites (en niveaux de gris). A nouveau, la distribution reconstruite se situe autour de la vraie valeur, démontrant que l'algorithme a correctement

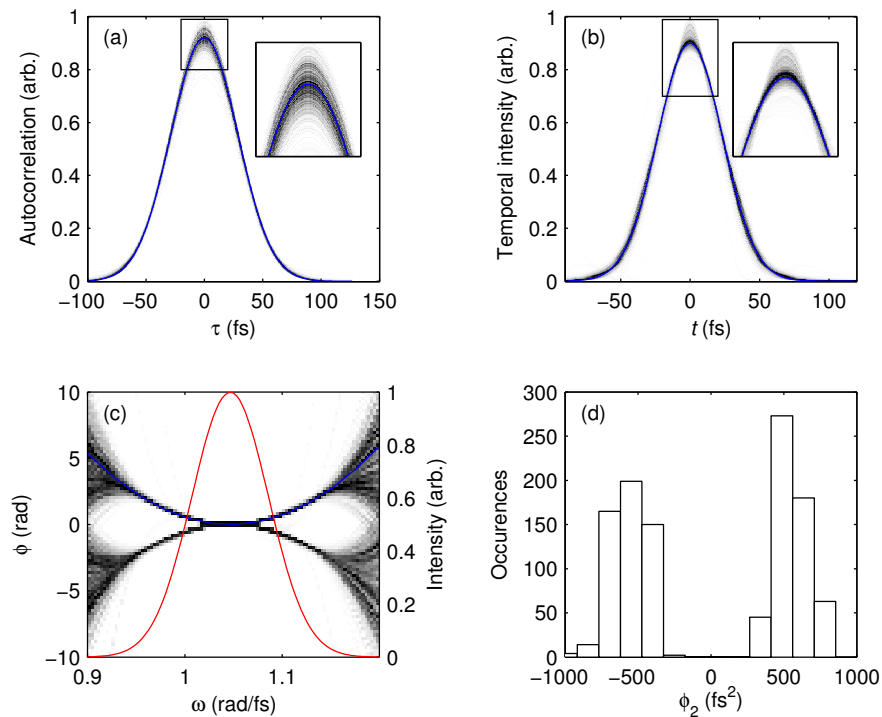


FIGURE 5.9 – Illustration numérique de la reconstruction faisant appel au spectre et la trace d’auto-corrélation du troisième ordre en intensité. (a) Auto-corrélation donnée (en bleu) et distribution des traces d’auto-corrélation de l’ensemble des impulsions reconstruites (en niveaux de gris). L’insert montre une vue zoomée du pic. (b) Intensité temporelle donnée (en bleu) et distribution des profils d’intensité temporelle de l’ensemble d’impulsions reconstruites (en niveaux de gris). (c) Phase spectrale donnée (en bleu, axe y de gauche) et distribution des phases spectrales de l’ensemble d’impulsions reconstruites (en niveaux de gris, axe y de gauche). Intensité spectrale donnée (en rouge, axe y de droite). (d) Histogramme des coefficients de phase spectrale d’ordre deux de l’ensemble d’impulsions reconstruites.

déterminé le profil temporel avec la précision permise par le niveau signal/bruit. La figure 5.9(c) compare la phase spectrale réelle (en bleu) avec la distribution de phases spectrales reconstruites (en niveaux de gris). Cette dernière se concentre autour de deux paraboles dont les courbures ont la même magnitude mais de signe opposé. La parabole du haut correspond à la phase spectrale de l'impulsion inconnue. Cela illustre que l'algorithme a détecté une ambiguïté lors de la reconstruction — dans ce cas, l'ambiguïté est causée par le profil symétrique d'impulsion. La bi-modalité devient claire lorsque l'on construit l'histogramme des coefficients de phase spectrale d'ordre deux de la distribution (Fig. 5.9(d)).

Résultats expérimentaux et conclusions

Les résultats sont regroupés sur la figure 5.10. Les impulsions issues de l'OPA et celles issues de l'XPW ont été caractérisées de la même manière. Les résultats de la figure 5.10 indiquent que l'OPA n'était pas toujours parfaitement comprimé en raison de réalignements nécessaires dans la chaîne. Cela se voit clairement sur la donnée spectrale où l'on observe en particulier qu'il se dessine deux tendances relativement "équiprobables" lors de la reconstruction du profil de phase. Les coefficients de phase spectrale d'ordre 2 à 4 de chacune de ces distributions sont centrés autour de 550 fs^2 , $3\,300 \text{ fs}^3$ et $-142\,000 \text{ fs}^4$ pour l'une et -550 fs^2 , $2\,100 \text{ fs}^3$ et $132\,000 \text{ fs}^4$ pour l'autre. La génération XPW est plus efficace dans le BaF_2 et le CVD-C où le rendement atteint 20% et 15% respectivement alors qu'il est limité à 10% dans le CaF_2 . Le Diamant a en fait une efficacité interne plus élevée car nous avons utilisé un cristal de seulement 1,2 mm, à comparer au 2 mm des deux autres cristaux. Ce résultat est logique compte-tenu des valeurs élevées de $\chi^{(3)}$ et σ du Diamant, qui sont les premières responsables de la conversion XPW. Cependant, ces performances en termes d'énergie sont contre-balançées par des pertes par réflexion de Fresnel élevées dues à l'indice élevé du Diamant ($\approx 30\%$). À l'inverse, le BaF_2 et le CaF_2 ont des pertes beaucoup plus faibles ($\approx 5\%$). La stabilité en énergie après l'XPW est dégradée par rapport au laser dans ce schéma à un cristal. Afin d'améliorer ce point, il serait nécessaire de passer à un schéma à deux cristaux ou dans une configuration où la saturation de l'effet XPW est atteinte.

Les traces d'auto-corrélation sont représentées par des lignes bleu foncé dans la deuxième colonne de la figure 5.10. Les différentes lignes correspondent aux différents délais dans l'auto-corrélateur et permettent donc de prendre en compte l'erreur systématique liée à la variation du profil spatial des impulsions mesurées. Pour comparaison, les traces théoriques correspondant aux impulsions TF sont aussi affichées (lignes magenta).

Les mesures d'auto-corrélation ont été combinées dans l'algorithme avec les mesures d'intensité spectrale représentées par des lignes bleu dans la première colonne de la figure 5.10. Les distributions de phase spectrale résultantes sont dépeintes

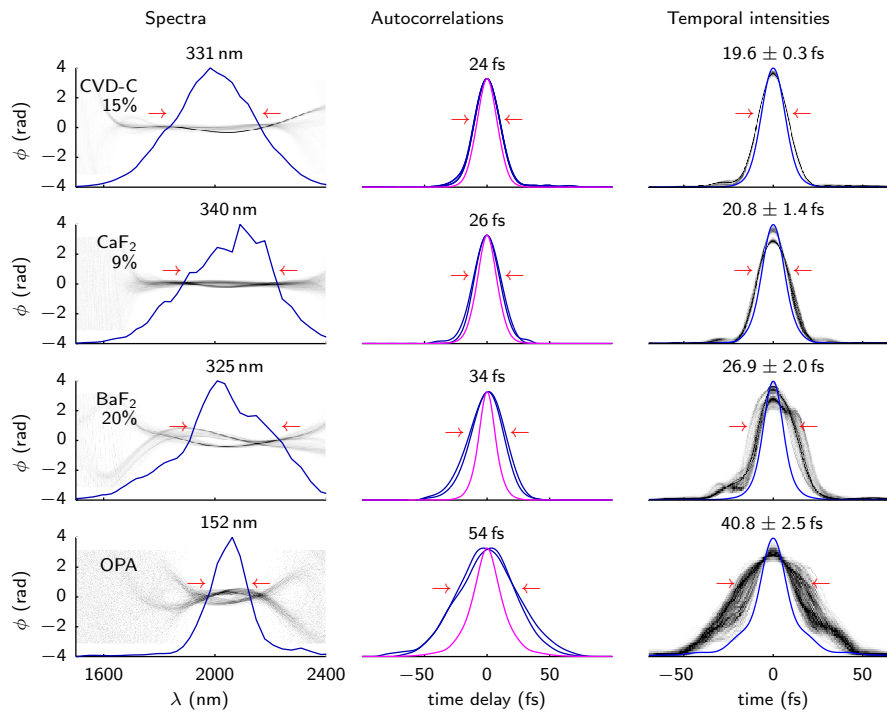


FIGURE 5.10 – Spectres mesurés, traces d’autocorrélation mesurées (lignes bleu foncé) et profils temporels d’intensité déduits à la sortie de l’XPW dans le CVD-C, le CaF₂ et le BaF₂, et à la sortie de l’OPA. L’efficacité interne de chaque cristal est affichée sur la gauche. La largeur à mi-hauteur est indiquée sur les graphes. Pour les profils temporels, la distribution de l’incertitude, fournie par l’algorithme bayésien, est mise en évidence par une échelle couleur linéaire. Les traces d’autocorrélation théoriques et les profils temporels correspondant à une impulsion limitée par transformée de Fourier sont représentés par une ligne rouge clair.

en niveaux de gris dans la première colonne de la figure 5.10. Avant lissage des phases spectrales, la phase absolue et le temps d’arrivée de chaque impulsion sont ajustés de sorte que le pic temporel corresponde à $t = 0$ et que la phase temporelle instantanée à $t = 0$ soit égale à zéro. En général, les distributions de phase spectrale sont multi-modales, montrant que des ambiguïtés sont présentes. Certaines de ces ambiguïtés résultent de la précision finie de la mesure. D’autres proviennent de légères différences systématiques entre les traces obtenues à différents délais. Cependant, ces incertitudes correspondent seulement à un faible degré à l’incertitude des profils d’intensité, qui sont montrés en niveaux de gris dans la troisième colonne. Ainsi, bien que la reconstruction ne soit pas complète, elle est suffisante pour quantifier la compression temporelle résultant de l’XPW.

L’impulsion issue de l’OPA possède un piédestal temporel et une phase spec-

trale résiduelle menant à une durée comprimée de 40 fs au mieux. La reconstruction démontre que la compression des impulsions d'entrée ou leur profil spatial n'était pas parfait car la distribution des profils est très étalée. Pour l'XPW, le profil temporel est filtré et le spectre est significativement élargi dans les trois cas. En bon accord avec les prédictions théoriques, et malgré sa faible non-linéarité, la dispersion du CaF_2 à $2,1 \mu\text{m}$ conduit au spectre le plus large. Comme on l'a déjà vu dans le proche infra-rouge, l'impulsion XPW a une phase spectrale plus plate qui permet une bonne compression temporelle des impulsions [26, 27]. C'est ici confirmé dans l'infra-rouge. Les auto-corrélations et les profils temporels inférés, représentés par des distributions de probabilité, montrent que les meilleurs résultats en termes de compression d'impulsion sont obtenus avec le CVD-C et le CaF_2 . On remarque d'ailleurs que dans ces cas-là, le niveau plus faible de phase résiduelle donne lieu à une distribution plus concentrée autour du profil le plus probable. Les impulsions ont été comprimées d'un facteur 2, menant à des durées d'impulsion de 20 fs, proche de la limite TF, correspondant à 2,8 cycles optiques à $2,1 \mu\text{m}$. Dans le cas du BaF_2 , la forme du spectre est plus éloignée de la gaussienne qu'avec les deux autres cristaux. Les modulations résiduelles du spectre XPW peuvent provenir de phase d'ordres supérieurs non compensée ou du fait que l'on soit proche du régime de génération de continuum dans le cristal. En conséquence, on a obtenu des impulsions sensiblement plus longues, avec une durée de 26 fs.

En conclusion, l'XPW a permis de générer des impulsions de 20 fs à $2,1 \mu\text{m}$, ce qui correspond à 2,8 cycles optiques en raccourcissant des impulsions sources de 42 fs. Si l'on excepte les pertes par réflexion de Fresnel, le Diamant semble pouvoir fournir les meilleures performances en termes d'efficacité et d'élargissement spectral. L'utilisation d'une couche d'adaptation d'indice sur les cristaux de Diamant pourrait permettre d'améliorer l'efficacité globale. De manière générale, l'efficacité globale peut également être améliorée en utilisant un cristal plus long, ou un setup à deux cristaux ou encore un montage avec filtrage par fibre dont fait l'objet la dernière partie de ce chapitre (5.3). L'installation de l'ICFO, qui fournit à présent des impulsions de $> 600 \mu\text{J}$, 40 fs stabilisées en phase [9], est parfaitement indiquée pour l'implémentation d'un setup XPW avec filtrage par fibre à haut rendement, ouvrant la possibilité à la génération d'impulsions de très haut contraste, stabilisées en phase, d'énergie supérieure à $150 \mu\text{J}$ et de durée inférieure à 20 fs pulses à $2,1 \mu\text{m}$ au taux de répétition de 3 kHz. Ces résultats ont été publiés dans Optics Express en 2013 [28].

5.2.3 Schéma XPW à deux cristaux dans le front-end de la chaîne laser PetaWatt "BELLA" du LBNL

Le projet "BELLA" (BErkeley Lab Laser Accelerator), commandé par le Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) de l'Université de Berkeley en Californie, a vu le jour en 2007. Il a pour but de fournir la source pour un accélérateur laser-plasma (*Laser Plasma Accelerator*, LPA) produisant des faisceaux d'électrons de 10 GeV. L'objectif pour Thales Optronique était de développer une source laser basé sur une architecture Ti:Sapphire, délivrant 1.3 PW ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) de puissance crête au taux de répétition de 1 Hz avec les caractéristiques d'impulsion suivantes: $\approx 40 \text{ J}$, $\approx 30 \text{ fs}$ à 800 nm. Cet objectif a été atteint au cours de l'été 2012 avec le succès de l'installation du laser "BELLA" au LBNL.

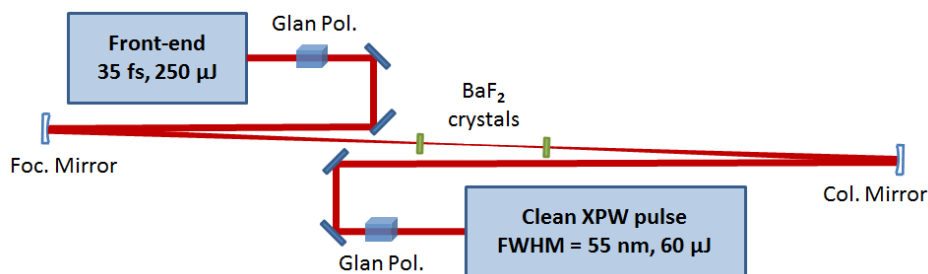


FIGURE 5.11 – Schéma XPW à deux cristaux avec les performances du front-end de la chaîne BELLA.

Je ne parlerai ici que du front-end fonctionnant au kHz. Il se compose d'un oscillateur suivi d'un étireur CEP puis d'un amplificateur régénératif comprimé par une paire de réseaux en réflexion. Ces impulsions de $250 \mu\text{J}$, 35 fs à 810 nm comprimées sont injectées dans un filtre XPW à deux cristaux décrit dans [4, 29] et dont le schéma de principe est rappelé sur la figure 5.11. Les deux cristaux sont insérés entre un miroir de focalisation et un miroir de collimation et entre deux polariseurs croisés. Ce schéma présente de nombreux avantages. Le premier d'entre eux est de pouvoir fonctionner à l'air libre au niveau d'énergie du front-end. Ensuite, il permet d'améliorer le rendement de conversion par rapport aux schémas précédents à un cristal. Ceci est dû au fait que la lentille de Kerr dans le premier cristal permet le positionnement d'un second cristal là où les impulsions XPW et fondamentales sont remises en phase. On repousse ainsi le seuil de saturation par rapport au cas d'un seul cristal de longueur égale à la somme des deux cristaux. Ce rendement élevé s'accompagne en outre d'un meilleur filtrage spatio-temporel et d'un spectre XPW notablement plus large que le spectre initial. Enfin, il a été démontré que ce schéma favorisait la conservation de la stabilité (énergie et spectre) des impulsions grâce à l'effet de vases communicants permis

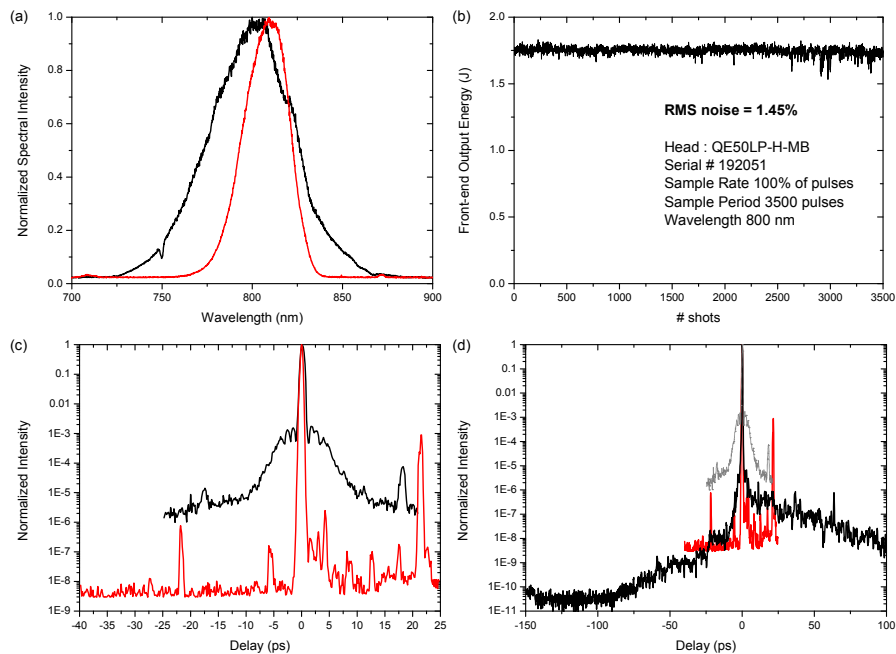


FIGURE 5.12 – Performances du "front-end" de BELLA: (a) Spectres avant et après XPW; (b) stabilité en énergie mesurée à 1,7 J sur 3500 tirs non consécutifs; mesures de contraste après l'XPW au niveau microjoule (c), et après amplification des impulsions au niveau du Joule (d) — pour comparaison, en gris, le laser avant XPW, et, en rouge, la mesure avant amplification au niveau du Joule.

par l'effet Kerr entre l'efficacité de conversion dans chaque cristal. Les impulsions XPW ont une énergie de $60 \mu\text{J}$, soit un rendement global de 24% et un spectre gaussien de 55 nm à mi-hauteur (près de 90 nm à $1/e^2$), soit un facteur d'élargissement de 1,8 comme le montre la figure 5.12(a). La stabilité en énergie mesurée sur plusieurs heures (3500 tirs non consécutifs) est de l'ordre de 1,5% rms après amplification à 1,7 J (cadence 10 Hz) après l'XPW (cf. fig 5.12(b)). Le set-up est placé immédiatement après le compresseur à réseaux. Un alignement attentif des optiques jusqu'aux cristaux XPW permet de maintenir la qualité de la polarisation d'entrée à un niveau de 10^3 mesuré après le polariseur de sortie lorsque les cristaux sont retirés. Le gain en contraste est donc de trois ordres de grandeur pour un contraste final de l'ordre de 10^{10} . Sur la figure 5.12, l'amélioration du contraste grâce au filtre XPW est confirmée par une mesure directe après le filtre (fig. 5.12(c)), où l'on observe en particulier un front de montée très raide après l'XPW. L'énergie étant au niveau microjoule, la dynamique de l'appareil de mesure ne permet pas d'observer le contraste incohérent (fond d'ASE) en ce point de la chaîne. Par contre, après amplification à 1,7 J, toute la dynamique de mesure

de l'autocorrélateur 3ω est utile pour observer l'amélioration du contraste au-delà de 10^{10} à -100 ps (fig. 5.12(d)). La qualité spatiale du faisceau XPW est excellente. L'ensemble de ces caractéristiques font de ce front-end un parfait injecteur pour une chaîne de puissance de type "BELLA" comme le démontre *a posteriori* les très bonnes performances de la chaîne: amplification des impulsions à 40 J, stabilité en énergie et en spectre des impulsions.

5.3 Filtre XPW à haute énergie et fort rendement sur une large gamme d'énergie

Ce schéma constitue une réponse aux limites rencontrées jusqu'ici par les setups XPW, à savoir l'incapacité à combiner haute énergie (>1 mJ) et rendement élevé ($>25\%$). Il a fait l'objet de deux publications, démontrant d'abord le principe de la technique [30] puis l'étendant au niveau >10 mJ en expliquant dans les détails sa mise en oeuvre [31]. On a ainsi généré des impulsions XPW de 1,6 mJ. La transmission globale du setup est généralement de 20% (rendement de conversion XPW supérieur à 30%) tout en obtenant un facteur de raccourcissement de la durée d'impulsion de l'ordre de 2,5. L'ensemble conduit à une transmission de la puissance crête de 50%. A ce niveau d'énergie et de durée d'impulsions, l'utilisation de ce schéma peut non seulement servir au coeur des chaînes laser mais aussi en fin de chaîne pour des expériences en physique des plasmas denses.

5.3.1 Description du montage

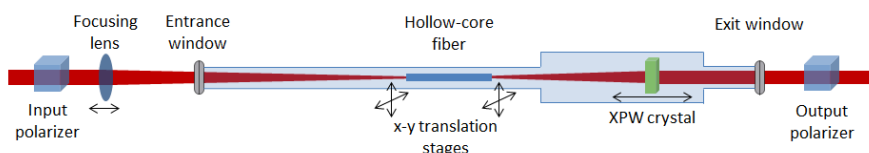


FIGURE 5.13 – Setup XPW avec filtrage par fibre

Le schéma du setup XPW proposé est représenté sur la figure 5.13. L'ensemble du setup est positionné entre deux polariseurs croisés. On a mesuré le taux d'extinction avant et après avoir inséré le setup entre les deux polariseurs (sans le cristal XPW) sans n'avoir jamais observé de dépolarisation due à ses éléments. Notre nouveau schéma se compose d'une chambre à vide dans laquelle une fibre creuse filtre et guide spatialement le faisceau avant le cristal. La présence de la fibre a de multiples avantages. Le profil spatial est parfaitement gaussien et se propage régulièrement en divergeant après la fibre. On peut ainsi travailler hors foyer en

positionnant le cristal XPW à la distance voulue pour adapter l'intensité laser, le tout avec une grande flexibilité. On peut ainsi utiliser des énergies d'entrée variant de plusieurs ordres de grandeur avec ce même setup. Plusieurs longueurs de fibre ont été testées, d'une vingtaine de centimètres à 50 cm, sans que l'on note de différence. L'alignement précis de la fibre est rendu indépendant du reste du setup grâce à des tubes flexibles. Le couplage dans la fibre est effectivement le point critique de ce setup. Lorsque cela est fait correctement, la transmission de la fibre peut atteindre plus de 80%.

Afin de coupler optimalement le faisceau laser dans la fibre, on le focalise à l'entrée de la fibre à un diamètre à $1/e^2$ égal à 0,64 fois la taille du diamètre interne de la fibre [32]. Dans toutes nos expériences, le diamètre interne de la fibre mesure $250 \mu\text{m}$ et la taille au foyer du faisceau doit donc être de l'ordre de $160 \mu\text{m}$. Le point critique suivant est la position du cristal après la fibre afin d'optimiser l'efficacité de conversion tout en conservant une intensité sous le seuil de dommage du cristal. L'équation 5.1 ci-dessous est utilisée pour estimer la distance de la fibre au cristal dans la gamme d'énergie que l'on souhaite utilisée. Elle donne la relation entre le diamètre à $1/e^2$ du faisceau sur le cristal, $\phi_{1/e^2}^{crystal}$, et la distance de la sortie de fibre au cristal, $D_{fiber}^{crystal}$, pour un diamètre de champ de mode (*Mode-Field Diameter*, ou "MFD" en anglais), $2w$, à la sortie de la fibre. Expérimentalement, nous avons mesuré la propagation du faisceau après la fibre, à l'air et à basse énergie afin d'éviter les effets non-linéaires. On a trouvé que la divergence du faisceau correspond à la propagation d'un faisceau gaussien de waist $w = 96 \mu\text{m}$ (cf. Fig. 5.19, dans la section 5.3.2).

$$\phi_{1/e^2}^{crystal} = 1.22\lambda \frac{D_{fiber}^{crystal}}{2w} \quad (5.1)$$

Connaissant l'énergie après la fibre ainsi que la durée d'impulsion, il est aisé d'estimer la taille minimale autorisée sur le cristal, et donc la distance minimum entre la sortie de fibre et le cristal. On place donc ce dernier dans une enceinte scellée par une vitre en Plexiglas afin de pouvoir déplacer le cristal librement autour de la position estimée tout en gardant un contrôle visuel. Enfin, le dernier problème à considérer est de minimiser les effets non-linéaires dans les fenêtres du setup sous vide et dans les polariseurs. Pour cela, on utilise des fenêtres de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le polariseur de sortie peut parfois être un problème car le faisceau diverge lentement après le cristal. La solution la plus simple est d'augmenter la taille du faisceau avant le polariseur. Le setup a une taille typique de 3 m de long et de 30 cm de large. Afin de démontrer la versatilité du setup en termes d'énergie, nous l'avons testé sur de nombreuses chaînes, dont les 4 citées dans le tableau 5.2, avec des énergies de $100 \mu\text{J}$ à 11mJ et des durées de 25 fs à 50 fs, pour lesquelles nous avons obtenu des performances comparables.

Laser	Durée (fs)	Energie (mJ)	Taux rep. (kHz)	$D_{\text{fibre}}^{\text{cristal}}$ (cm)	$\phi_{1/e^2}^{\text{cristal}}$ (mm)
Fastlite (1)	50	0.4	0.1	10	0.8
LCF (2) [30]	25	1.5	1	25	1.5
LOA1 (3) [34]	30	3.3	1	41	2.7
LOA2 (4) [*]	50	11	0.1	56	3.5

TABLE 5.2 – Caractéristiques des sources laser utilisées pour les expériences. La longueur d’onde centrale est de l’ordre de 800 nm. *Thales Alpha 100

Dans chaque expérience, l’impulsion laser était focalisée à l’entrée de la fibre pour optimiser le couplage (de 65 à 80% selon la qualité de faisceau et de la fibre). La position du cristal dans chaque cas est indiquée dans le tableau 5.2 ainsi que la taille correspondante du faisceau sur le cristal. L’intensité sur le cristal de BaF_2 de 2,5 mm en coupe holographique [011] est de quelques 10^{12} W/cm^2 . Nos résultats montrent la flexibilité du setup et comment il permet d’adapter des énergies d’entrée de $100 \mu\text{J}$ à 10 mJ en déplaçant le cristal de 10 à 56 cm après la sortie de fibre. Outre ce point, les deux autres caractéristiques importantes de ce setup sont, d’une part, des efficacités de conversion interne entre 25 et 30% avec un seul cristal, menant à une transmission globale de 20%, et d’autre part, une mise en forme gaussienne du spectre accompagnée d’un élargissement très important.

5.3.2 Résultats

Filtrage à haute énergie et rendement de conversion

Les courbes d’efficacité en fonction de l’énergie d’entrée pour les différents laser sont montrées en échelle logarithmique sur la figure 5.14. On remarque tout d’abord la reproductibilité des résultats avec dans chaque cas des efficacités maximales de 25 à 30% correspondant au régime de saturation. Dans le cas de la source laser (2), j’ai tracé en pointillés la courbe obtenue théoriquement avec le modèle développé sous Matlab. Elle montre l’accord entre les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux observés. Le fait de pouvoir obtenir des mesures expérimentales correspondant aux prévisions jusqu’à 30% de rendement est une conséquence directe du filtrage spatial avec la fibre creuse. Non seulement le profil spatial est gaussien et se propage proprement jusqu’au cristal, mais en plus sa divergence est compensée par l’effet Kerr dans le cristal ce qui permet d’allonger la distance d’interaction efficace dans le cristal. Pour la première fois, nous avons utilisé des cristaux d’une épaisseur allant jusqu’à 3 mm car cette configuration réduit le déphasage non-linéaire dû à l’auto-focalisation. Ainsi, même avec des impulsions de

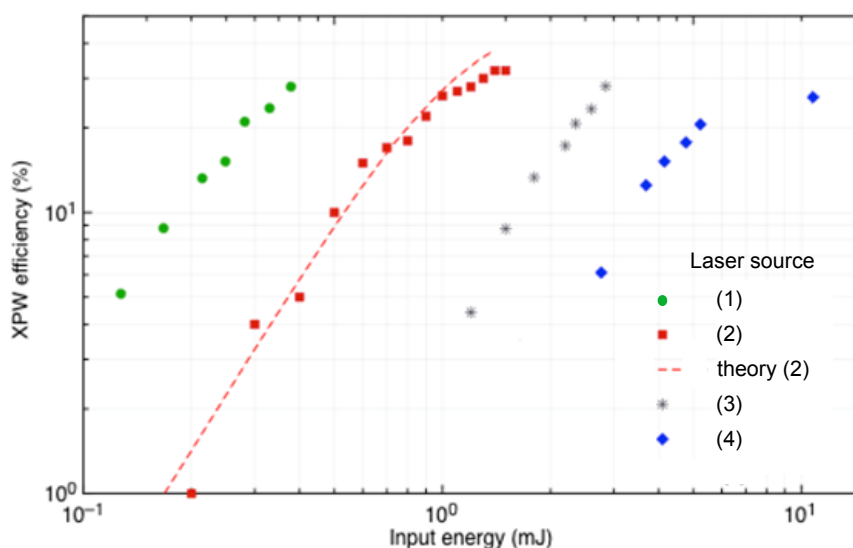


FIGURE 5.14 – Rendement XPW interne en fonction de l'énergie d'entrée pour quatre chaînes laser différentes. En pointillés: dans le cas du laser (2), courbe théorique obtenue avec un code de simulation maison.

11 mJ en entrée, nous sommes parvenus à obtenir une efficacité interne de 25% pour une énergie de l'impulsion XPW de 1,6 mJ. Dans ce cas, l'efficacité globale du setup est réduite en raison d'une transmission de la fibre moins bonne (60%) qu'habituellement. Ceci était principalement dû aux fluctuations d'air ainsi qu'à l'état de l'entrée de la fibre, abîmée par les réalignements successifs. De plus, à ce niveau d'énergie, l'XPW présente une saturation plus rapide. L'énergie sur le cristal nécessite aussi une taille de faisceau conséquente (diamètre de 3,5 mm à $1/e^2$) et donc une qualité de poli du cristal élevée pour éviter les départs de point chaud.

Le tableau 5.3 résume les meilleures performances obtenues avec chaque setup. On remarque qu'en terme de puissance crête, le coefficient de transmission est de l'ordre de 40% à chaque fois. C'est en particulier dû à la réduction importante de la durée d'impulsion. Les caractéristiques temporelles des impulsions sont détaillées dans la partie suivante.

Amélioration de la qualité temporelle

Dans cette section, je vais détailler la caractérisation temporelle des impulsions XPW produites. La figure 5.15 compare le spectre XPW avec le spectre initial pour chaque source laser. On observe une belle reproductibilité des résultats avec comme caractéristiques principales un élargissement spectral prononcé accompagné d'une

Laser	E_{in} (mJ)	E_{out} (mJ)	T_{Fibre} (%)	η_{XPW} (%)	facteur TS	$P_{transmise}$ (%)
Fastlite (1)	0.42	0.07	75	23	2.5	42
LCF (2)	1.5	0.32	80	32	2.3	49
LOA1 (3)	3.3	0.65	72	33	2.4	49
LOA2 (4)	11	1.6	59	25	2.7	39

TABLE 5.3 – Performances du filtre XPW pour les quatre différentes chaînes utilisées. Le facteur de raccourcissement de la durée (TS = temporal shortening) s'obtient par le ratio de la durée d'impulsion du laser par la durée de l'impulsion XPW. On utilise les valeurs calculées par transformée de Fourier à partir des spectres mesurés (cf. Fig. 5.15 dans la section suivante). Les pertes par réflexion, bien que n'étant pas reportées dans le tableau, sont à l'origine de la différence entre le rapport des énergies et le produit des transmissions.

"gaussianisation" du spectre. Ces propriétés sont déjà bien connues et sont liées au raccourcissement de la durée d'impulsion ainsi qu'à l'amélioration de la qualité temporelle. Nous avons obtenu des spectres XPW jusqu'à 2,5 fois plus large que le spectre laser. Cela est rendu possible par l'obtention de hauts rendements avec un setup à un cristal peu dispersif, i.e. une longueur d'interaction non-linéaire très courte (cf. Chap. 4). Sur cette courte distance, l'impulsion fondamentale subit une forte SPM qui élargit son spectre. Cet élargissement spectral est ensuite transféré vers le spectre XPW. Cependant comme l'impulsion XPW subit une SPM beaucoup moins forte (facteur 1/4 par rapport au fondamental), le spectre XPW conserve une allure gaussienne, sans modulation ni distortion. Le contrôle précis de la phase spectrale initiale est absolument nécessaire. L'étude détaillée des effets de phase a été conduite précédemment dans ce mémoire. En particulier, on a vu que l'optimisation des impulsions XPW se fait dans une région de ± 200 fs² à 25 fs. Pour la phase du troisième ordre, la tolérance se situe à ± 2000 fs³ à 25 fs.

La compression des impulsions XPW a déjà été démontré à maintes reprises [33]. A titre d'exemple, avec des sets de miroirs chirpés adaptés et des lames de verre, nous sommes parvenus ici à comprimer à 10 fs des impulsions de 25 fs initialement sur la chaîne du LCF [30] et à 20 fs à partir d'impulsions de 50 fs sur la chaîne Fastlite (Fig. 5.16(a)). Sur chacune de ces chaînes, cela conduit à une efficacité en puissance crête de 40 à 50%.

Enfin, nous avons également confirmé l'amélioration du contraste inhérente à la technique XPW. Pour cela, nous avons utilisé la chaîne laser LOA2 (Alpha100, Thales), délivrant des impulsions de 11 mJ, 50 fs à 800 nm et à un taux de répétition de 100 Hz. Nous avons obtenu des impulsions de 1,6 mJ, énergie XPW la plus élevée mesurée. Grâce à ces impulsions énergétiques, nous avons pu mesurer le contraste

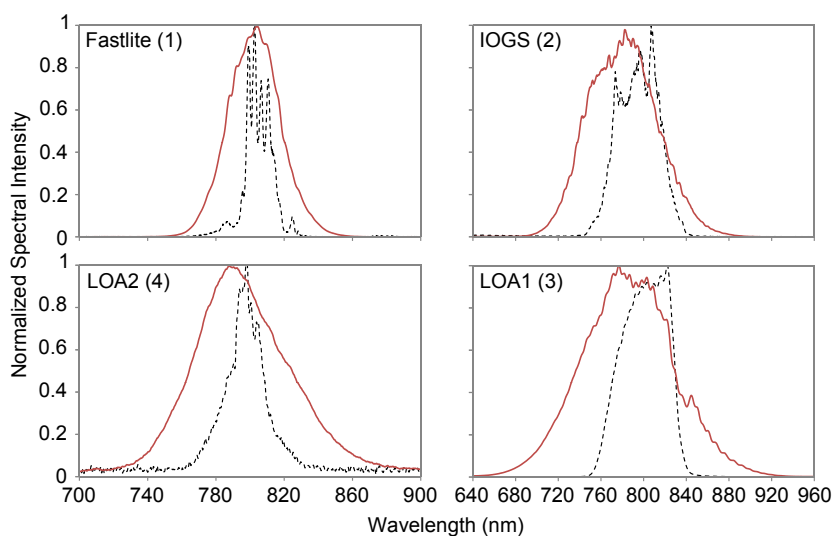


FIGURE 5.15 – Spectre laser (pointillés) et XPW (ligne pleine) pour les quatre chaînes laser.

temporel avec un autocorrélateur du troisième ordre (de type Sequoia) sur une très grande dynamique. La figure 5.16(c) montre une amélioration de plus de 4 ordres de grandeur du contraste ASE à 5 ps avant le pic principale, de 10^{-4} à quelques 10^{-9} , correspondant au niveau d'extinction mesuré des polariseurs croisés. La limite de détection pour le laser et l'XPW est indiqué à -17.5 ps et -15 ps respectivement. Les impulsions XPW n'ont pas été comprimées pour la mesure. Il aurait de toute façon été difficile de conclure quant à la qualité de l'impulsion proche du pic car l'autocorrélateur a été originellement construit pour des impulsions plus longues, de l'ordre de 100 fs. Cependant la mise en forme spectrale de l'XPW ainsi que l'amélioration de la phase spectrale sont censés conduire à un front de montée plus raide comme on l'a montré pour la chaîne laser (1) (cf. Fig. 5.16(b)). La mesure du contraste ASE sur les chaînes (1), (2) et (3) n'a pas été effectuée pour les deux raisons suivantes: soit l'énergie disponible dans l'impulsion XPW n'était pas suffisante pour obtenir une mesure sur toute la dynamique, soit l'appareil de mesure n'était pas disponible au moment de l'expérience. Cependant, si l'on s'en tient au taux d'extinction des polariseurs croisés ($\approx 10^4$), l'amélioration du contraste incohérent devrait logiquement être de 4 ordres de grandeur dans tous les cas mentionnés.

Caractérisation spatiale

La pierre angulaire de ce nouveau design repose sur le guidage et le filtrage de la fibre creuse. La divergence du faisceau et la qualité du profil sur le cristal assurent

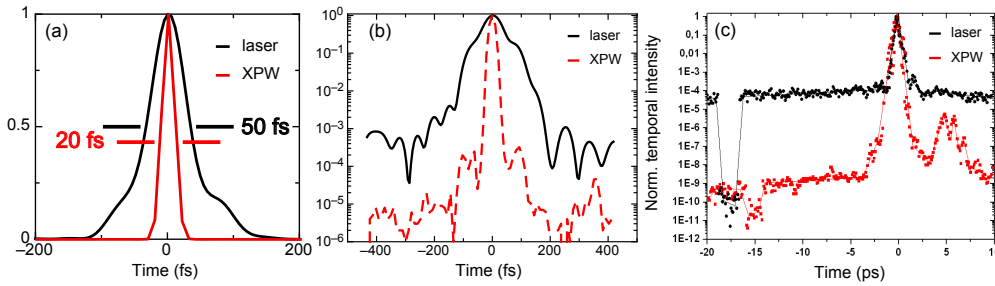


FIGURE 5.16 – Mesure temporelle SRSI (Wizzler, Fastlite) du laser (1) et de l’XPW (resp. 50 fs et 20 fs) en échelle linéaire (a) et logarithmique (resp. ligne pleine et hachurée) (b); (c) Auto-corrélation 3ω des profils temporels de l’impulsion avant (pointillés) et après (carrés) XPW pour le laser (4).

l’optimalité de la conversion XPW. Le profil spatial gaussien se propage de manière homogène après la fibre. Ainsi, l’intensité sur le cristal peut être proche de la limite de génération de continuum sans pour autant occasionner de dommages sur le cristal. L’efficacité interne est ainsi excellente quelle que soit l’énergie d’entrée. La qualité spatiale du faisceau XPW est excellente en champ proche (Fig.5.17(a)) et en champ lointain (Fig.5.17(b)) avec un ratio de Strehl de 0,9 même à haut rendement. De plus, on observe expérimentalement que le faisceau après le cristal est quasiment collimaté. Nous attribuons cette propriété à l’effet d’autofocalisation Kerr dans le cristal qui compense la divergence initiale du faisceau.

Dans cette partie, j’étudie la propagation du faisceau après la fibre et après le cristal. J’en déduis des propriétés intéressantes sur les conditions optimales pour positionner un second cristal dans ce schéma avec les avantages que cela peut avoir en termes d’efficacité, d’élargissement spectral et de stabilité globale.

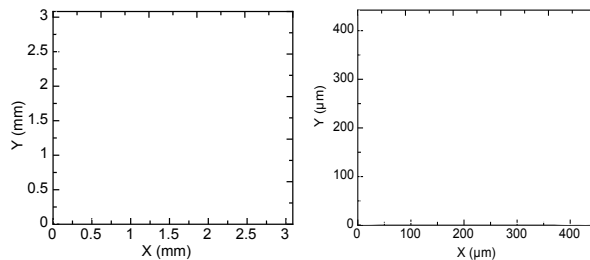


FIGURE 5.17 – Champ proche (a) et champ lointain (b) du faisceau XPW mesurés avec la chaîne LOA1.

Pour l’expérience, j’ai utilisé un système Femtocube de Thales Optronique, délivrant des impulsions de 0,7 mJ et de 40 fs à 800 nm et à 5 kHz. Le contraste temporel 1 ps avant le pic principal est supérieur à 10^3 (mesure Wizzler, Fastlite).

L'énergie après la fibre est 0,5 mJ. La distance de la fibre au cristal est 22,5 cm, ce qui correspond à une taille de faisceau sur le cristal de $1700 \mu\text{m}$ (diamètre à $1/e^2$). L'intensité sur le cristal est donc proche de 10^{12} W/cm^2 . L'énergie après le polariseur de sortie est de $80 \mu\text{J}$, i.e. une efficacité globale de 16% pour l'XPW, soit une conversion interne de l'ordre de 20% en tenant compte des pertes par réflexion. Les fluctuations laser (énergie, phase spectrale et profil spatial) ajoutées à la qualité du cristal ne permettait pas de travailler plus proche du seuil de dommage. Après la partie sous vide du setup XPW, un système d'imagerie 4f avec une lentille de focale $f = 225 \text{ mm}$ a été utilisé pour imager le profil spatial de l'XPW (et du fondamental en tournant le polariseur de 90°) de la surface du cristal jusqu'à 1 m après.

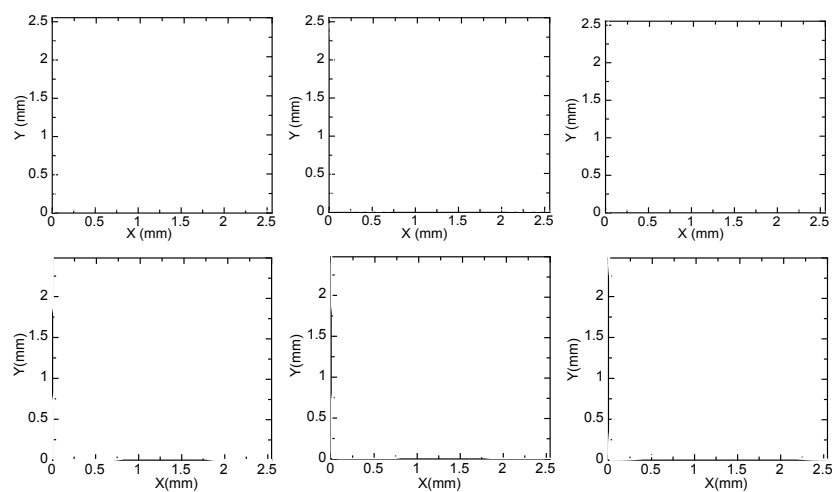


FIGURE 5.18 – Profils de faisceau XPW mesurés au niveau du cristal (a), à la position du foyer Kerr ($\approx 7 \text{ cm}$ après le cristal) (b), 65 cm après le cristal (c); et profils de faisceau XPW simulés au niveau du cristal (d), à la position du foyer Kerr ($\approx 7 \text{ cm}$ après le cristal) (e), 65 cm après le cristal (f).

La figure 5.18 montre le profil XPW, mesuré (a, b, c) et simulé avec Commod-Pro (d, e, f) en différents points après le cristal. On a choisi le point où le faisceau focalise par effet Kerr (Fig. 5.18(b)). Le profil est toujours symétrique mais légèrement pointu. Après 65 cm de propagation (Fig. 5.18(d)), le profil retrouve sa forme gaussienne. La simulation donne lieu à la même propagation, avec en particulier un foyer Kerr à environ 7 cm du cristal (Fig. 5.18(e)). On remarque des structures sur le profil spatial de la figure 5.18(a). De tels observations ont eu lieu à plusieurs reprises lors de l'utilisation du set-up XPW avec fibre de filtrage sans que l'on ne puisse affirmer quelle en est l'origine. Cependant, il semble que les situations

pour lesquelles les structures ont été apparentes correspondent à des impulsions incidentes imparfaitement comprimées ou avec des profils spectraux fortement modulés ou avec des profils spatiaux imparfaitement filtrés par la fibre. Dans ces cas, un rendement XPW élevé ne peut s'obtenir qu'à de hautes intensités sur le cristal. Les structures pourraient donc être la conséquence de sur-intensités locales bien qu'aucune génération de lumière blanche n'ait été observée. On ne peut également écarter l'hypothèse d'un polissage imparfait des cristaux.

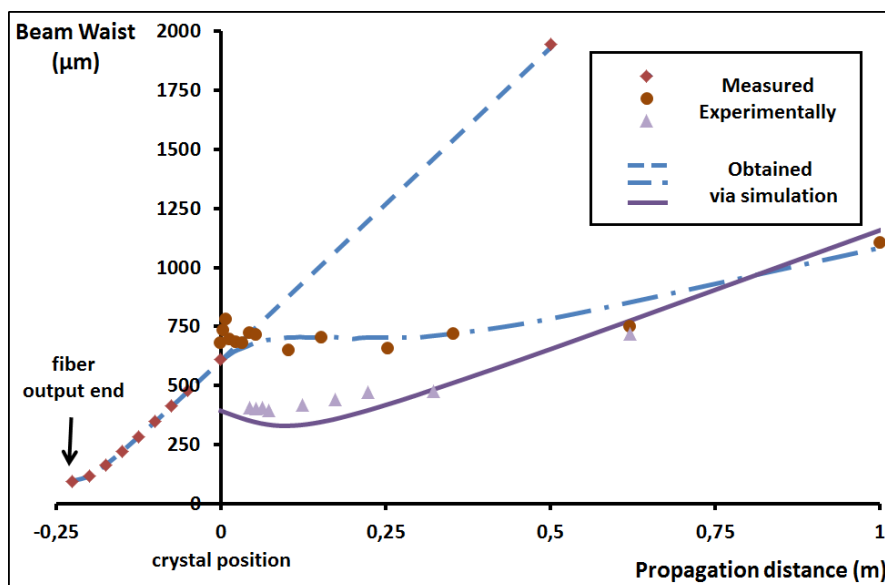


FIGURE 5.19 – Propagation spatiale mesurée expérimentalement et simulée avec CommodPro de la sortie de fibre jusqu'au cristal (losanges rouges et ligne hachurée respectivement), et après le cristal XPW: fondamental (points et ligne mixte hachure-point respectivement) et XPW (triangles et ligne pleine respectivement).

La figure 5.19 résume les tailles de faisceau à $1/e^2$ mesurées de la position du cristal jusqu'à 1 m après le cristal. On vérifie d'abord que la taille sur le cristal est bien celle attendue et (1700 μm) qu'elle correspond donc à une intensité de $0,5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Cette valeur est inférieure au seuil de dommage du BaF_2 (quelques 10^{12} W/cm^2) ce qui est donc cohérent avec l'efficacité interne de 20% observée, inférieure aux 30-35% normalement accessible. Sur la figure 5.19, on voit également que la taille du faisceau XPW est 1,4 fois plus petite que la taille du fondamental, ce qui est en accord avec le facteur théorique de $\sqrt{3}$ correspondant à un effet non-linéaire du troisième ordre. XPW et faisceau fondamental focalisent après le cristal à cause de l'effet Kerr mais ils le font à différentes positions puis divergent avec des vitesses différentes. Cette remarque permet de considérer l'option d'un

deuxième cristal qui permettrait d'obtenir la même efficacité globale sans utiliser des énergies aussi proches du seuil de dommage sur le premier cristal et surtout d'obtenir un effet de balancier entre les deux cristaux en termes de conversion et donc d'améliorer la stabilité en énergie du système comme cela a déjà été fait précédemment sur d'autres schémas à deux cristaux (Jullien *et al.*).

Sur la figure 5.19, les zones correspondant aux foyers Kerr du fondamental et de l'XPW sont indiquées par des barres verticales. Pour le fondamental, la position du foyer se situe 15 cm (± 1 cm) après le cristal tandis que pour l'XPW, la distance est de seulement 6 cm (± 1 cm). Le bon accord entre les mesures et les simulations ainsi que la sensibilité de la divergence du faisceau XPW par rapport à la divergence initiale du faisceau en sortie de fibre ouvrent la possibilité de choisir le diamètre interne de fibre et la longueur de cristal pour obtenir un faisceau XPW automatiquement collimaté à haut rendement.

5.4 Conclusion

On a mis en lumière un certain nombre de mises en oeuvre pratiques du filtre XPW. On retiendra d'abord que l'XPW peut être utilisé à la fois pour la production et le filtrage d'impulsions de quelques cycles optiques. A ce titre, il permet de réaliser des injecteurs à très haut contraste pour les chaînes de puissance basées sur l'architecture CPA « classique » ou sur l'architecture OPCPA en plein essor. Ensuite, on a vu qu'il existait à présent un nouveau schéma avec filtrage spatial de l'impulsion par une fibre creuse qui permet d'obtenir des rendements de conversion interne supérieurs à 30%, proches du maximum théorique ($\approx 35\%$) à des énergies de 10 mJ et plus. La transmission globale en énergie du dispositif est généralement de l'ordre de 20%. Elle s'obtient comme le produit du rendement XPW par la transmission de la fibre ($\approx 80\%$) et des optiques (fenêtres et cristaux sous vide ainsi que le ou les polariseurs). Ces pertes correspondent donc à une diminution d'environ 30% de la transmission globale par rapport au rendement de conversion XPW pur. Pour s'approcher de l'efficacité optimale, un effort est donc requis sur la disposition des optiques (orientation des fenêtres à l'angle de Brewster par exemple) et la qualité de la fibre (amélioration du couplage, détermination d'une taille optimale — longueur et diamètre interne).

Ce chapitre clôt la partie consacrée à l'amélioration du contraste temporel par la technique XPW. Ont successivement été abordées la mise en équations et des modèles de résolution numérique de ces équations, l'étude de la génération XPW en régimes extrêmes et les réalisations pratiques de filtre XPW dont le schéma de filtrage spatial par fibre creuse pour les hautes énergies. La liaison avec le chapitre suivant est alors toute trouvée puisque c'est ce dispositif qui est utilisé

dans l'architecture de la nouvelle Salle Noire.

Bibliographie

- [1] F. Lureau, S. Laux, O. Casagrande, C. Radier, O. Chalus, F. Caradec, and C. Simon-Boisson, "High-energy 1 Hz titanium sapphire amplifier for Petawatt class lasers," Proc. SPIE 823513 (2012). 34 :12
- [2] A. Jullien, X. Chen, A. Ricci, J. P. Rousseau, R. Lopez-Martens, L. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon and P. Georges, "High-fidelity front-end for high-power, high temporal quality few-cycle lasers," Appl. Phys. B, 2010, 102, 769-774. 95, 97, 98, 99, 165, 166
- [3] Akturk, S.; D'Amico, C. and Mysyrowicz, A. "Measuring ultrashort pulses in the single-cycle regime using frequency-resolved optical gating," J. Opt. Soc. Am. B, 2008, 25, 63-69. :08
- [4] Jullien, A.; Kourtev, S.; Albert, O.; Chériaux, G.; Etchepare, J.; Minkovski, N. and Saltiel, S. "Highly efficient temporal cleaner for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation in a dual crystal scheme," Applied Physics B, 2006, 84, 409-414. 97, 110
- [5] P. Colosimo, G. Doumy, C.I. Blaga, J. Wheeler, C. Hauri, F. Catoire, J. Tate, R. Chirila, A.M. March, G.G. Paulus, H.G. Muller, P. Agostini and L.F. Di-Mauro, "Scaling strong-field interactions towards the classical limit," Nat. Phys. 4, 386-389 (2008). :08
- [6] O. Chalus, A. Thai, P.K. Bates and J. Biegert, "Six-cycle mid-infrared source with 3.8 J at 100 kHz," Opt. Lett. 35, 3204 (2010). :10
- [7] J. Biegert, P.K. Bates and O. Chalus, "New mid-IR light sources," IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. - Ultrafast Sci. Technol. 18, 531 (2012). :12
- [8] G. Cerullo, A. Baltuska, O.D. Mucke and C. Vozzi, "Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization," Las. Phot. Rev. 5, 323 (2011). :11
- [9] F. Silva, P.K. Bates, A. Esteban-Martin, M. Ebrahim-Zadeh and J. Biegert, "Scalable collinear BiB₃O₆ optical parametric amplifier for few-cycle CEP-stable pulses at 2.1 μm ," Opt. Lett. 37, 933-935 (2012). :12
- [10] J. Biegert and J.-C. Diels, "Compression of pulses of a few optical cycles through harmonic generation," J. Opt. Soc. Am. B 18, 1218 (2001). :01

- [11] C.P. Hauri, R.B. Lopez-Martens, C.I. Blaga, K.D. Schultz, J. Cryan, R. Chirila, P. Colosimo, G. Doumy, A.M. March, C. Roedig, E. Sistrunk, J. Tate, J. Wheeler, L.F. DiMauro and E.P. Power, "Intense self-compressed, self-phase-stabilized few-cycle pulses at $2\mu\text{m}$ from an optical filament," *Opt. Lett.* **32**, 868-870 (2007). :07
- [12] B.E. Schmidt, P. Bejot, M. Giguere, A.D. Shiner, C. Trallero-Herrero, E. Bisson, J. Kasparian, J.-P. Wolf, D.M. Villeneuve, J.-C. Kie.er, P.B. Corkum and F. Legare, "Compression of $1.8\mu\text{m}$ laser pulses to sub-two optical cycles with bulk material," *Appl. Phys. Lett.* **96**, 121109-1211035 (2010). :10
- [13] C. Manzoni, S.W. Huang, G. Cirmi, P. Farinello, J. Moses, F.X. Kartner and G. Cerullo, "Coherent synthesis of ultra-broadband optical parametric amplifiers," *Opt. Lett.* **37**, 1880-1882 (2012). :12
- [14] F. Silva, P.K. Bates, A. Esteban-Martin, M. Ebrahim-Zadeh, A. Grun, S.L. Cousin and J. Biegert, "High-average-power, carrier-envelope phase-stable, few-cycle pulses at $2.1\mu\text{m}$ from a collinear BiB_3O_6 optical parametric amplifier," CLEO/EQEC Munich - Germany, 2011. :11
- [15] Tsang, T. Y. F., *Phys. Rev. A*, **52**, 4116–4125 (1995). [103](#)
- [16] Janszky, J., Corradi, G. and Gyuzalian, R. N., *Opt. Commun.*, **23**, 293–298 (1977). [103](#)
- [17] J. Peatross and A. Rundquist, *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 216 (1998). [104](#)
- [18] R. Gerchberg and W. Saxton, *Optik* **35**, 237 (1972). [104](#)
- [19] J.-H. Chung, A.M. Weiner, "Ambiguity of ultrashort pulse shapes retrieved from the intensity autocorrelation and the power spectrum," *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **7**, 656–666 (2001). [104](#)
- [20] A.M.J. Huiser, A.J.J. Drenth and H.A. Ferweda, "On phase retrieval in electron microscopy from image and diffraction pattern," *Optik* **45**, 303–316 (1976). [104](#)
- [21] C. Braak, "A Markov Chain Monte Carlo version of the genetic algorithm Differential Evolution: easy Bayesian computing for real parameter spaces," *Stat. and Comp.* **16**, 239–249 (2006). [104](#)
- [22] R. Storn and K. Price, *J. Global Optim.* **11**, 341 (1997). [104](#)
- [23] N. Metropolis, A.W. Rosenbluth, M.N. Rosenbluth, A.H. Teller, E. Teller, *J. Chem. Phys.* **21**, 1087 (1953). [104](#)
- [24] W.K. Hastings, *Biometrika* **57**, 97 (1970). [104](#)
- [25] S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt Jr., and M. P. Vecchi, "Optimization by Simulated Annealing," *Science* **220**, 671–680 (1983). :1983

- [26] Canova, L.; Albert, O.; Forget, N.; Mercier, B.; Kourtev, S.; Minkovski, N.; Saltiel, S. and Lopez-Martens, R. "Influence of spectral phase on cross-polarized wave generation with short femtosecond pulses," *Appl. Phys. B* **93**, 443–453 (2008). [109](#)
- [27] T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget, V. Crozatier, S. Grabielle, R. Herzog, O. Gobert, and D. Kaplan, "Self-referenced spectral interferometry," *Appl. Phys. B*, 2010, 99, 7-12. :2010
- [28] A. Ricci, F. Silva, A. Jullien, S. L. Cousin, D. R. Austin, J. Biegert, and R. Lopez-Martens, accepted in *Opt. Exp.* (2013). :OE13
- [29] A. Jullien, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, S. Kourtev, N. Minkovski and S. M. Saltiel, "A two crystal arrangement to fight efficiency saturation in cross-polarized wave generation," *Opt. Exp.*, 2006, 14, 2760-2769. :2006
- [30] L. P. Ramirez, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, P. Monot, A. Ricci, A. Jullien, X. Chen, J. P. Rousseau and R. Lopez-Martens, "Efficient cross polarized wave generation for compact, energy-scalable, ultra-short laser sources," *Opt. Exp.*, 2011, 19, 93-98. :2011
- [31] A. Ricci, A. Jullien, J.- P. Rousseau, Y. Liu, A. Houard, P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, N. Forget and R. Lopez-Martens, "Scalable high-fidelity femtosecond pulse temporal cleaning device based on cross-polarized wave generation," accepted in *Rev. Sci. Inst.* [112](#)
- [32] D. Marcuse, *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 103-109 (1978). :1978
- [33] A. Jullien, J. P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, O. Albert, G. Chériaux, S. Kourtev, N. Minkovski and S. M. Saltiel, "Highly efficient nonlinear filter for femtosecond pulse contrast enhancement and pulse shortening," *Opt. Lett.*, 2008, 33, 2353-2355. :OL2008
- [34] Chen, X.; Canova, L.; Malvache, A.; Jullien, A.; Lopez-Martens, R.; Durfee, C.; Papadopoulos, D. and Druon, F. "1-mJ, sub-5fs carrier-envelope phase-locked pulses," *Appl. Phys. B* **99**, 149–157 (2010). :2010

Chapitre 6

Source laser ultra-courte très haut contraste au kHz pour l'interaction laser-plasma en régime relativiste

6.1 Architecture de la nouvelle chaîne laser

La figure 6.1 représente l'architecture envisagée pour la chaîne complète, c'est-à-dire délivrant des impulsions de 5 fs, 5 mJ stabilisées en CEP avec un contraste supérieur à 10^{10} . Elle se compose de 3 "blocs" majeurs: un front-end avec oscillateur, CPA et filtre XPW (sections 6.2 et 6.3), un deuxième CPA avec étireur "billard" et grismes (sections 6.4 et 6.5) et une technique de post-compression avec une fibre creuse remplie d'un gaz rare et compression par miroirs chirpés sous vide (chapitre 7). Dans ce chapitre, je n'aborderai que les deux premiers blocs de la chaîne, jusqu'à la compression en fin de double-CPA où l'on souhaite obtenir des impulsions de 10 mJ, 20 fs avec un contraste supérieur à 10^{10} à 2 ps et une phase CE stable à moins de 250 mrad RMS. On compte réaliser une telle chaîne en adoptant un schéma double-CPA avec un filtre XPW entre les deux étages d'amplification. Le développement du front-end est direct grâce au travail précédemment réalisé sur l'XPW à haute énergie. Il s'agit du front-end Femtopower existant, comprimé par des réseaux en transmission puis filtré par le schéma XPW haute-énergie décrit dans le chapitre précédent. La difficulté majeure ici réside dans la stabilité en énergie et en pointé du filtre. Les deux premières parties de ce chapitre résumant les caractéristiques et les performances du nouveau front-end avec filtre XPW haute-énergie. En sortie d'XPW, les impulsions doivent être étirées puis ré-amplifiées d'un facteur 300 environ. Un important travail a donc été fourni pour

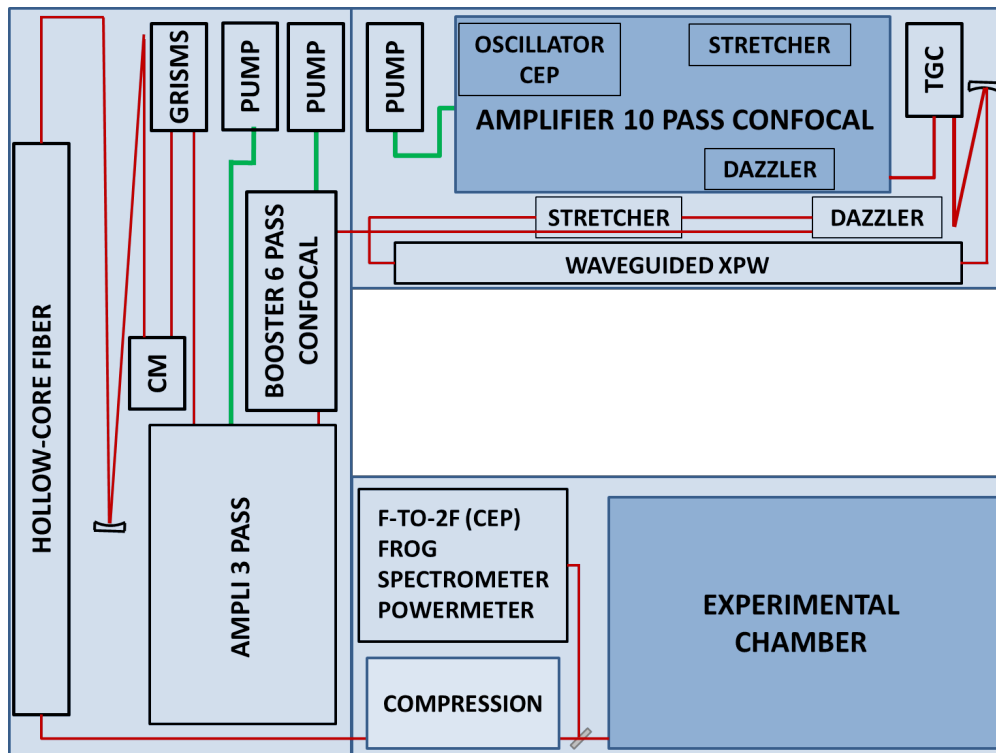


FIGURE 6.1 – Schéma global de l'implantation du laser de la future salle noire avec représentation des tables optiques. Objectif: <5 fs, 5 mJ, $C > 10^{10}$, CEP-stable.

développer un schéma d'étirement/compression permettant d'étirer à ≈ 50 ps pour éviter l'intégrale B, tout en préservant la CEP. Comme détaillé dans la section 6.4, la configuration du front-end, avec étirement par bloc de verre ("bulk") et compression par réseaux par transmission ("TGC"), limite l'étirement à 5 ps. En faisant appel à un schéma d'étirement "bulk" complété par Dazzler et une compression par grismes (réseaux par transmission combinés à des prismes), on a proposé pour le deuxième CPA un système compact adapté à un étirement dix fois supérieur et préservant la CEP. L'ensemble de la théorie et de la réalisation pratique du schéma d'étirement/compression choisi font l'objet de la partie 6.4. Ayant ainsi caractérisé les impulsions après XPW et leur étirement, on se concentrera sur le schéma d'amplification (6.5). Etant donné le niveau d'énergie après l'étirement, le gain nécessaire pour obtenir des impulsions de 10 mJ est supérieur à 300. Nous avons opté pour une configuration avec un étage "booster", reprenant l'architecture des six derniers passages du Femtopower, suivi d'un amplificateur de puissance, en trois passages. Cette configuration nous permet d'utiliser le laser de pompe déjà disponible (Photonics Industries DM50) mais faiblissant pour pomper le booster

avec 20 W et obtenir des impulsions de 3,8 mJ. L'amplificateur de puissance est lui pompé à 35 W avec une nouvelle pompe (également de type Photonics Industries DM50). L'ensemble de l'étude de l'amplification fait l'objet de la dernière section de cette partie. Enfin, la dernière partie présente la caractérisation systématique des impulsions obtenues en fin de chaîne.

6.2 Front-end commercial: Femtolasers Femtopower Pro CE avec compresseur à réseaux

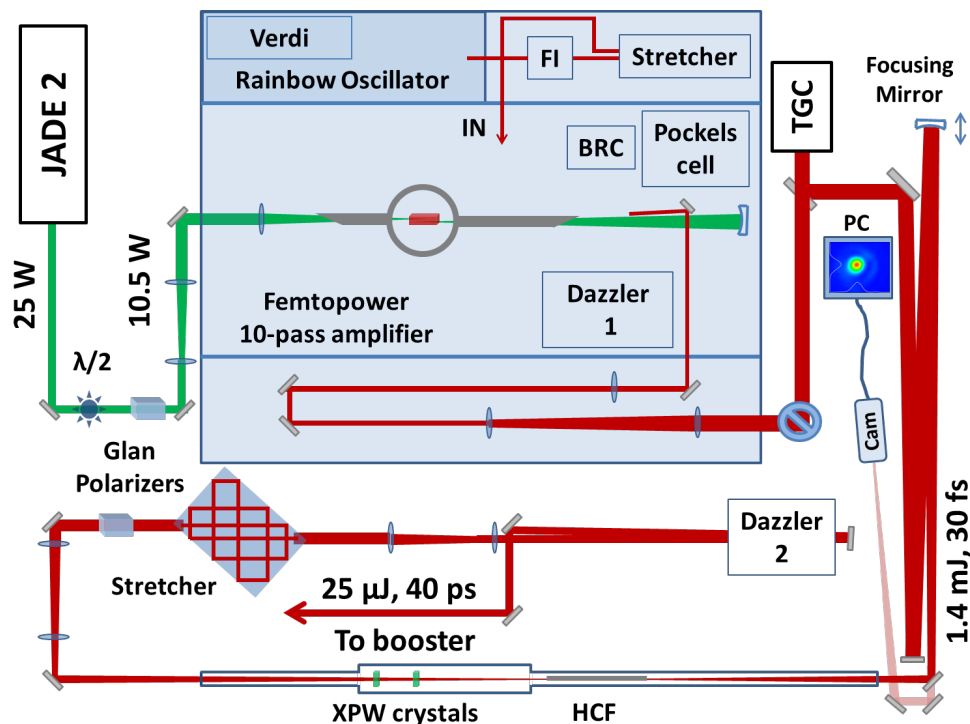


FIGURE 6.2 – Schéma du front-end de la nouvelle salle noire jusqu'à l'étiement avant le deuxième étage d'amplification. FI : rotateur de Faraday; BRC : cristal biréfringent; TGC : compresseur à réseaux par transmission; HCF : fibre creuse.

L'architecture du nouveau front-end est représentée sur la figure 6.2. Dans cette section, je n'aborde que les modifications apportées au front-end commercial, à savoir la nouvelle pompe pour l'amplificateur et le compresseur à réseaux pour comprimer les impulsions avant l'XPW. La partie XPW est traitée dans la section suivante (6.3). Le schéma du deuxième CPA est traité par la suite dans deux par-

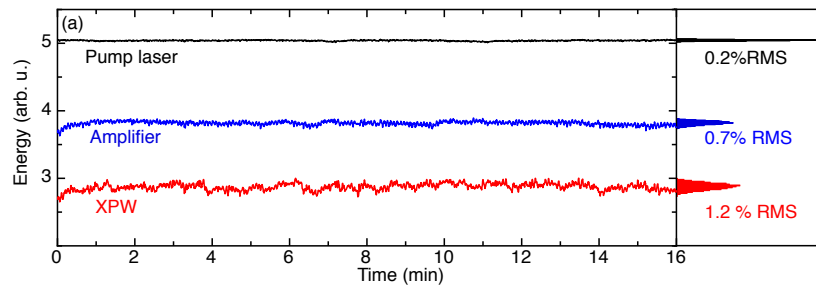


FIGURE 6.3 – Mesures de stabilité en énergie de la pompe Jade 2, du premier CPA et de l'XPW sur 16 minutes.

tés séparées consacrées respectivement au schéma d'étirement/compression (6.4) et à l'amplification proprement dite (6.5).

La première modification a en fait été ici de changer la pompe afin de pouvoir dédier notre ancien laser de pompe (50 W en théorie) uniquement au deuxième amplificateur. Il a donc dans un premier temps fallu caractériser les performances de la nouvelle pompe, un Jade 2 de Thales Optronique délivrant 25 W. La taille de la pompe sur le cristal est adaptée par l'intermédiaire d'un ensemble de deux lentilles ($f = -100$ mm et $f = 200$ mm) permettant de grossir le faisceau avant la lentille de focalisation de focale $f = 400$ mm. La taille de la pompe au niveau du cristal, situé après le foyer, est de $430 \mu\text{m}$ de diamètre à $1/e^2$. Dans cette configuration, les performances du Femtopower sont similaires aux précédentes, à savoir une énergie non comprimée en sortie de 1,8 mJ avec une énergie de pompe de 10,5 mJ choisie en orientant la lame demi-onde avant le polariseur. La stabilité en énergie du Femtopower est inférieure à 1% rms sur 1 h, et fortement corrélée aux fluctuations de la pompe (également inférieures à 1% rms). La figure 6.3 montre une mesure sur 16 minutes. La stabilité du pointé est très bonne et ne nécessite pas de système de correction rapide. Un ensemble composé d'une lentille de collimation ($f = 1500$ mm) et d'un afocal de grandissement 3 ($f = -150$ mm et $f = 455$ mm) est utilisé pour adapter la taille de faisceau (10 mm de diamètre à $1/e^2$) avant le compresseur à réseaux par transmission (TGC pour *Transmission Gratings Compressor*). La phase apportée par les matériaux de la chaîne jusqu'au compresseur est estimée à $88,2 \times 10^3 \text{ fs}^2$ et $40 \times 10^3 \text{ fs}^3$. Le tirage du compresseur est de 15 mm, ce qui correspond à un ϕ^2 de $-60,3 \times 10^3 \text{ fs}^2$ et un ϕ^3 de $+131,3 \times 10^3 \text{ fs}^3$. La figure 6.4 montre les paramètres du Dazzler pour la correction de la phase. On vérifie bien que le Dazzler corrige le résiduel de phase d'ordre deux et trois. Les impulsions comprimées, optimisées au Wizzler (cf. Fig. 6.5) ont une énergie de 1,4 mJ et une durée de 30 fs, limitée par transformée de Fourier. Le contraste à 200 fs avant le pic de l'impulsion mesuré par Wizzler est de 4 ordres de grandeur.

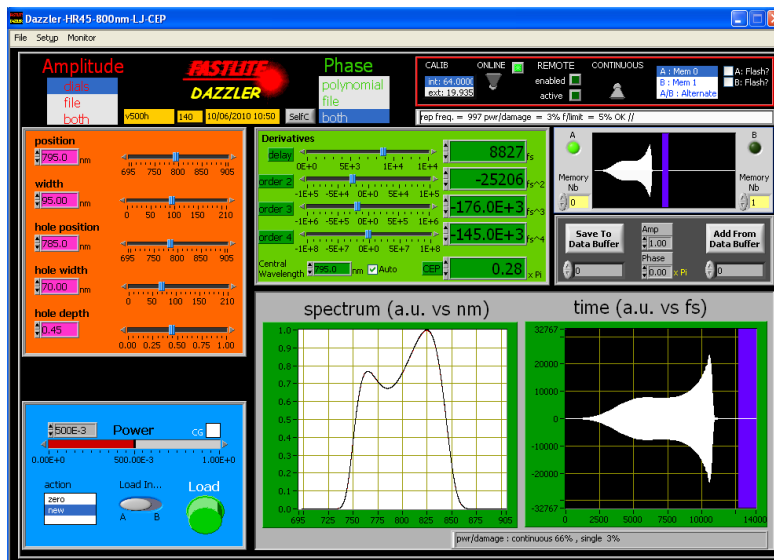


FIGURE 6.4 – Affichage du logiciel Dazzler: paramètres de phase et d'amplitude pour la compression des impulsions issues du Femtopower à 30 fs.

6.3 Implémentation du filtre XPW haute-énergie: 300 μJ , < 10 fs à très haut contraste et CEP stabilisée

On installe après ce front-end un setup XPW avec filtrage par fibre creuse. Ce schéma est décrit dans la partie 5.3. Il incorpore une évolution qui consiste en l'utilisation de deux cristaux XPW sous vide. Cette configuration permet d'améliorer encore l'efficacité du setup et l'élargissement spectral ainsi que la stabilité et la fiabilité en tirant partie de la remise en forme spatiale du fondamental lors de la propagation libre entre les deux cristaux. De plus, la position du second cristal est relativement peu critique dans une gamme de quelques centimètres (ce que l'étude de la partie 5.3, Chapitre 5 laissait entrevoir, cf. Fig. 5.19).

On utilise un miroir de focale 1,75 m pour coupler les impulsions en sortie de compresseur dans une fibre, sous vide, de 250 μm de diamètre interne dont l'entrée est placée au foyer. La taille du foyer est de 180 μm à $1/e^2$. La qualité spatiale des impulsions d'entrée et la longue focale permettent d'obtenir un couplage optimal qui dépend peu de la position longitudinale de la fibre sur une plage de plusieurs centimètres. Le miroir de focalisation est placé sur une monture motorisée reliée à un système de contrôle de position qui permet de compenser la dérive lente observée à la sortie du Femtopower et provenant probablement de l'oscillateur. On limite ainsi très nettement les ajustements à apporter à l'alignement de la fibre

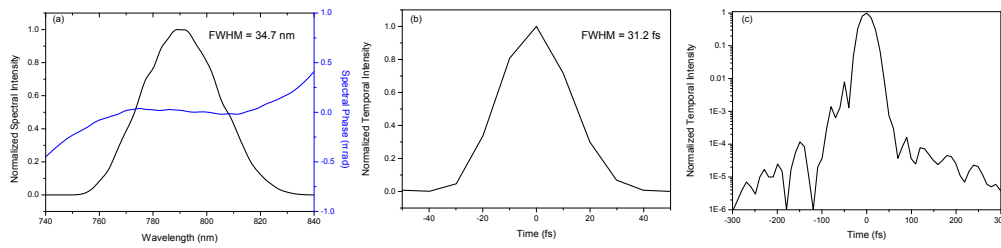


FIGURE 6.5 – Compression du Femtopower par les TGC et optimisation par mesure Wizzler. (a) Phase et intensité spectrales (longueur d'onde centrale : 789,7 nm). (b) Intensité temporelle en échelle linéaire (durée TF : 30,9 fs). (c) Intensité temporelle en échelle logarithmique ($C > 10^4$ avant -200 fs).

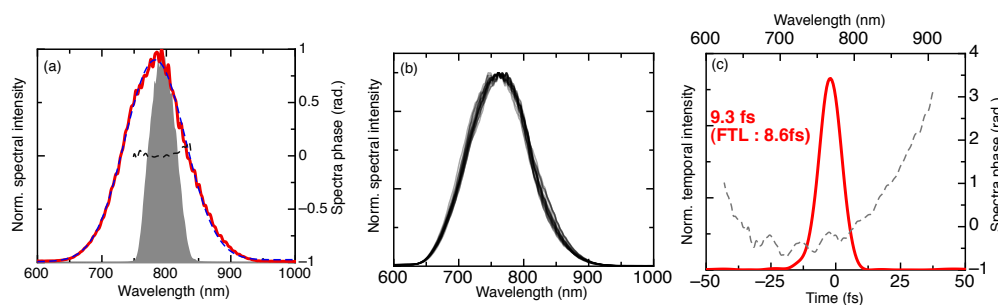


FIGURE 6.6 – (a) Spectre laser initial, gaussien, centré à 800 nm, FWHM = 45 nm (en gris) avec sa phase (en pointillés noir) et spectre XPW dans la configuration à deux cristaux (FWHM = 110 nm). (b) Mesure de stabilité spectrale sur 90 minutes du spectre XPW. (c) Profil temporel d'intensité et phase spectrale de l'impulsion XPW comprimée par mesure SRSI (Wizzler, Fastlite).

au cours de la journée. Les fins ajustements de la fibre sont réalisés à l'aide de platines en translation XY placées à l'entrée et à la sortie de fibre. La fibre, d'une longueur de 43 cm, ne nécessite idéalement que de très fins ajustements d'un jour à l'autre puis au cours de la journée pour permettre une transmission optimale.

On mesure en routine une énergie de 1 mJ après le setup sous vide sans les cristaux, soit une transmission globale supérieure à 70%. Dans le schéma à deux cristaux adopté, le premier cristal de BaF₂ de 1,5 mm est ensuite positionné à une distance de 35 cm de la sortie de fibre, là où la taille de faisceau correspond à une intensité bien en-dessous du seuil de dommage et avec une efficacité XPW interne entre 15 et 20%. L'énergie mesurée après polariseur est alors de 190 μ J. Le second cristal, identique au premier, est placé 8 cm après et permet d'obtenir une énergie XPW après polariseur de 300 μ J en routine, soit en rendement XPW

interne de 35%. Le rendement global est quant à lui de 20%. La stabilité en énergie sur un quart d'heure est de 1,2% rms (Fig. 6.3). Bien que l'on utilise un effet non-linéaire d'ordre trois, la dégradation par rapport au Femtopower est d'un facteur 1,5 seulement. Cela est dû au schéma à deux cristaux et au fonctionnement du filtre en régime de saturation.

Cependant, à ce niveau d'énergie, il n'est pas possible de faire une mesure de contraste grande dynamique (> 8 ordres de grandeur). Cette mesure est possible en fin de chaîne en utilisant les impulsions de plusieurs millijoules. Il est à noter que, dans notre set-up, il n'y a pas de polariseur en entrée mais des réseaux par transmission (compresseur) orientés pour une polarisation S (verticale). Ils sont donc censés polariser convenablement. On vérifie l'extinction après le polariseur de sortie. On mesure environ quatre ordres de grandeur. On peut donc légitimement s'attendre à une amélioration du contraste du même ordre de grandeur, soit un contraste de 10^{11} environ (confirmé dans la partie 6.6).

Le spectre mesuré en sortie, est gaussien, sur-élargi d'environ 10 nm par rapport au schéma à un cristal. Sa largeur est de 110 nm à mi-hauteur, correspondant à des impulsions de durée équivalente proche de 8,5 fs (cf. Fig. 6.6(a,c)). Cet élargissement d'un facteur 2,5 est la conséquence de trois facteurs présentés plus tôt (Chap. 4): 1) le contrôle de la phase spectrale (optimisation Wizzler de la compression avant XPW), 2) le rendement de conversion élevé (35% proche de la limite théorique), 3) le transfert de bande spectrale du fondamental élargi par SPM vers l'XPW. La figure 6.6(b) montre une mesure de stabilité spectrale sur 90 minutes qui témoigne de la constance du setup.

Le sur-élargissement spectral étant impressionnant, on a voulu confirmer la compressibilité des impulsions XPW proche de leur limite TF et démontrer ainsi le raccourcissement de la durée d'impulsions d'un facteur supérieur à 3 (durée initiale ≈ 30 fs). La mesure de la compression a été effectuée par Wizzler-USP, spécifiques aux impulsions ultra-courtes (et encore en développement par Fastlite) et par FROG. Pour le Wizzler, on a utilisé un polariseur en réflexion en Germanium et un set de 7 miroirs chirpés (5 Femtolasers GmbH + 2 Layertech GmbH) ainsi que des wedges. On a mesuré des impulsions de 9,3 fs proche de la TF à 8,6 fs (cf. Fig. 6.6(c)). La figure 6.7 décrit le profil spectral avec la phase associée de l'impulsion XPW (Fig. 6.7(a)), les profils temporels du laser avant et après XPW faisant la démonstration de la réduction de durée d'un facteur 3 (Fig. 6.7(b)) ainsi que le profil temporel en échelle logarithmique démontrant un contraste cohérent de 10^4 à -100 fs du pic (Fig. 6.7(c)). Pour la mesure FROG, on a utilisé un polariseur fin, une lentille de collimation et une densité ainsi qu'un set de 16 miroirs chirpés (Femtolasers GmbH) et des wedges pour compenser la dispersion. Dans ce cas, nous sommes parvenus à comprimer les impulsions jusqu'à 10,5 fs (Fig. 6.8) pour une durée TF de 10 fs. La phase résiduelle d'ordres supérieurs (ordres trois et

quatre) introduite par les miroirs chirpés peut expliquer que l'on n'ait pas réussi à faire mieux.

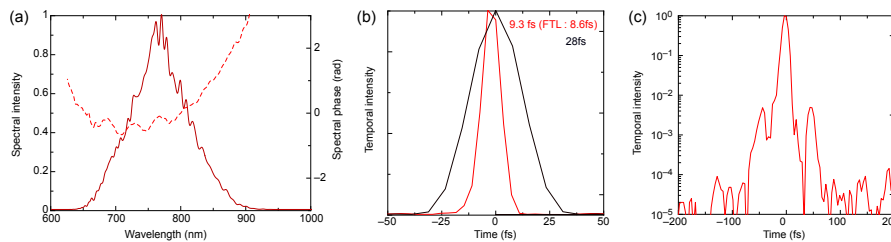


FIGURE 6.7 – Caractérisation spectro-temporelle de l'impulsion XPW sub-10 fs. (a) Profil spectral et phase associée. (b) Profils temporels du laser incident et de l'XPW. (c) Profil temporel de l'impulsion XPW en échelle logarithmique. (Mesure SRSI avec Wizzler USP)

La figure 6.9 montre que la CEP a été stabilisée après l'XPW à 170 mrad rms sur 16 min. Cette valeur est cependant moins bonne que sans XPW (100 mrad rms). Cette mesure de validation a en fait été effectuée dans un schéma à un cristal et avant même de pouvoir réaliser une compression optimale par FROG ou Wizzler (car non disponibles alors). En conséquence, la dégradation s'explique sans doute par la qualité approximative de la compression après XPW (miroirs chirpés utilisés pour la compression en limite de bande à cause des impulsions sub-10 fs) ainsi qu'à la stabilité en énergie qui se dégrade avec l'XPW. Le montage f-2f est effectivement sensible à ces deux paramètres. En outre, son design assez dispersif n'est pas parfaitement adapté à des impulsions aussi courtes. La CEP a été re-validée après amplification (cf. Sec. 6.6).

Spatialement, le profil du faisceau XPW est très propre en champ proche et champ lointain comme on peut le voir sur la figure 6.10. Le Strehl ratio est de 0,9 et la tache au foyer est quasiment parfaite. L'ensemble de ces résultats a fait l'objet d'une publication dans Applied Sciences en 2013 [1].

6.4 Deuxième CPA: Etirement-compression

La difficulté majeure du design du deuxième CPA de la chaîne réside dans la gestion de la phase spectrale. Plus précisément, le dilemme se situe entre la capacité à gérer la phase spectrale et la nécessité d'étirer au maximum les impulsions afin d'éviter les effets non-linéaires lors de l'amplification. S'ajoute à ce dilemme, notre souhait de préserver la stabilité de la CEP. Répondre à cette problématique complexe, c'est donc trouver une configuration d'étirement/compression compacte qui permette un facteur d'étirement important tout en minimisant la phase spectrale

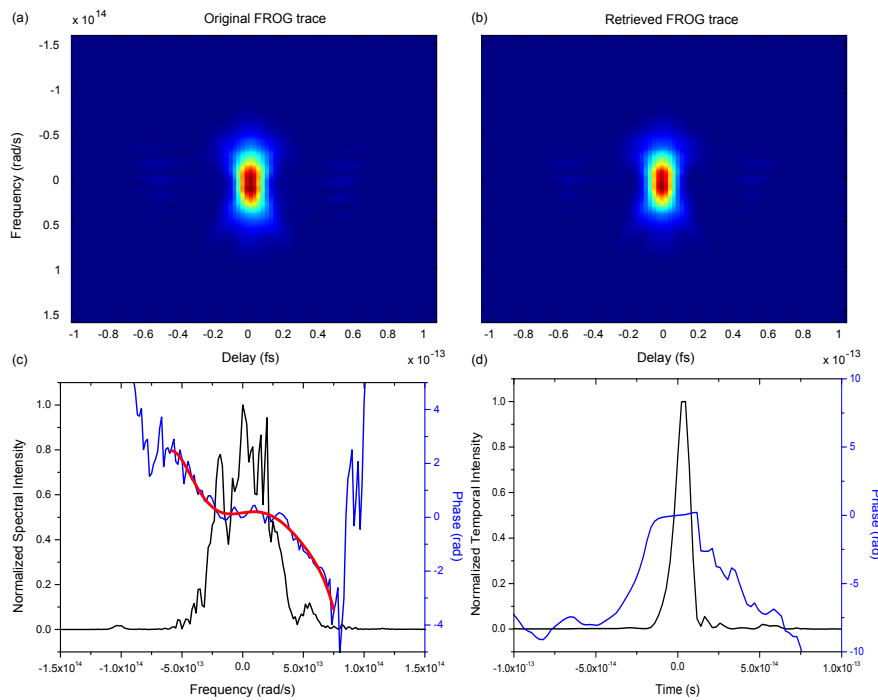


FIGURE 6.8 – Mesure FROG des impulsions comprimées à 10,5 fs après XPW. (a) Trace FROG originale. (b) Trace FROG reconstruite. (c) Spectre et phase spectrale reconstruits avec fit polynomial (ordre 6) de la phase spectrale ($\phi^{(2)} = 16 \text{ fs}^2$, $\phi^{(3)} = -430 \text{ fs}^3$, $\phi^{(4)} = -910 \text{ fs}^2$). (d) Impulsion et phase temporelle reconstruites.

résiduelle. Dans la section qui suit, je résume brièvement l'état de l'art des systèmes CPA classiques, ce qui me permet d'introduire notre solution et les raisons qui y ont concouru.

6.4.1 Etirement par bloc de verre + Dazzler et compression par grismes

Dans un schéma CPA classique, les variations de chemin optique dues aux conditions extérieures (vibrations, mouvements mécaniques, changements de température, flux d'air), en particulier dans l'étireur et le compresseur, ont tendance à dégrader la stabilité de la CEP des impulsions amplifiées. La stabilisation sur le long terme de chaînes CPA multi-millijoules avec de grands facteurs d'étirement ($>10^4$) reste donc un défi car la taille des éléments dispersifs, dictée par le facteur d'étirement visé, les rend extrêmement sensibles aux fluctuations environnementales [2]. Cette sensibilité peut-être considérablement réduite en travaillant avec

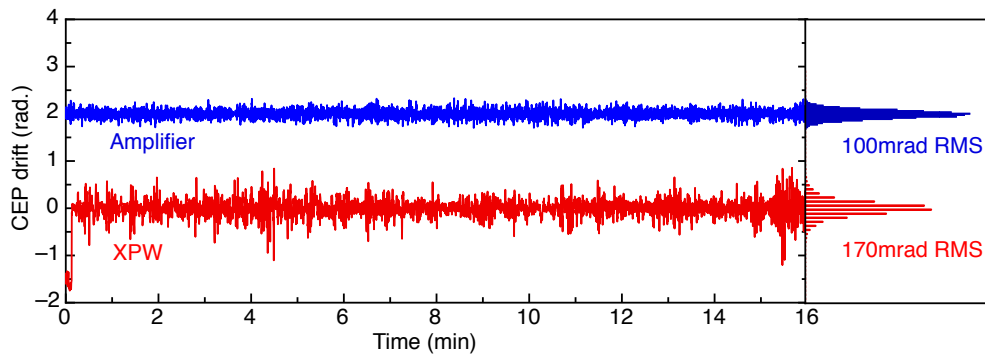


FIGURE 6.9 – Mesure de la stabilité de la CEP des impulsions en sortie d’amplificateur et d’XPW avec stabilisation par une boucle de rétro-action sur la pompe de l’oscillateur.

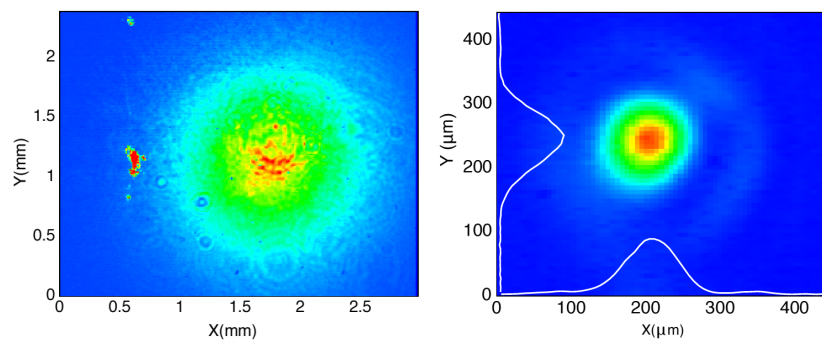


FIGURE 6.10 – Profil du faisceau XPW après deux cristaux en champ proche (à gauche) et champ lointain au foyer d’une lentille de focale $f = 500$ mm (à droite). Taille du foyer à $1/e^2 = 90 \mu\text{m}$.

des facteurs d’étirement plus faible introduits par des étireurs bulk combinés à des compresseurs compacts comme des prismes [3], des réseaux par transmission [4] ou des miroirs chirpés [5]. L’architecture bulk+TGC dans les chaînes CPA représente aujourd’hui l’outil de travail d’un grand nombre de laboratoires spécialisés en science attoseconde et nécessitant le contrôle de la CEP. Cependant, elle possède deux limitations principales. D’abord, la dispersion chromatique du compresseur ne compense pas celle d’un étireur bulk: en utilisant le compresseur pour introduire une grande quantité négative de dispersion de groupe (GDD ou $\phi^{(2)}$), la grande quantité de troisième ordre (TOD ou $\phi^{(3)}$) qu’il introduit s’ajoute à celle de l’étireur et du matériau traversé dans l’amplificateur. Des miroirs compensateurs de $\phi^{(3)}$ peuvent réduire ce troisième ordre mais ils ajoutent énormément de dispersion d’ordres supérieurs (quatrième ordre, noté FOD pour *Fourth-Order Dispersion*), ce qui ne fait que repousser le problème, cette phase étant difficilement compen-

sable et dégradant le profil des impulsions femtosecondes. La meilleure solution est d'utiliser un appareil de mise en forme d'impulsion, tel qu'un filtre dispersif acousto-optique programmable (AOPDF), pour systématiquement compenser la phase résiduelle dans la chaîne [4]. Le second inconvénient concerne le faible facteur d'étirement d'une telle chaîne, limité en pratique à 10^3 par la faible quantité de GDD introduite par l'étireur bulk ou par la quantité maximale de TOD que peut compenser l'AOPDF. À cause de ce faible taux d'étirement, la puissance crête dans de telles configurations d'amplification est élevée, parfois jusqu'au point de détériorer la qualité des impulsions à cause de l'accumulation de phase non linéaire (intégrale B).

Les grismes trouvent alors naturellement leur place dans cette problématique. Le choix des caractéristiques des réseaux et des prismes, d'une part, et les nombreux degrés de liberté lors de l'alignement, d'autre part, permettent de pouvoir ajuster le ratio TOD/GDD dans une très large gamme en faisant prendre des valeurs aussi bien positives que négatives à la TOD. On peut ainsi dessiner un schéma de grismes dont le rapport TOD/GDD soit l'exact opposé du rapport TOD/GDD de la chaîne CPA incluant un étireur bulk, permettant ainsi une compensation parfaite de la phase d'ordre deux et d'ordre trois. Dès lors que l'on maîtrise le ratio TOD/GDD, on peut également introduire une dispersion plus grande et atteindre ainsi des facteurs d'étirement plus importants. De plus, la taille de ces grismes est quasiment aussi petite qu'un compresseur à réseaux par transmission classique, ce qui le rend a priori compatible avec la préservation de la CEP. Pour cette thèse, le design et l'implémentation des grismes est le fruit d'une collaboration avec la société Fastlite. Contrairement à de précédents designs [6, 7], on utilise ici des réseaux en transmission et les réseaux ne sont pas collés aux prismes. Aussi, on a pour objectif de comprimer des impulsions multi-millijoule avec les grismes en position de compresseur et non comme étireur.

6.4.2 Principe et design des grismes

Un grisme est la combinaison d'un réseau et d'un prisme (en anglais, GRating + prISM). En comparaison des précédents grismes [8–13], le design proposé, représenté sur la figure 6.11, combine des prismes anti-parallèles à angle droit, d'indice élevé à des réseaux de Bragg en transmission, parallèles et utilisés à incidence de Littrow, ce qui permet d'optimiser leur transmission et la largeur de la bande spectrale transmise [14]. L'écartement des deux réseaux permet la gestion de la phase du deuxième ordre de manière indépendante. Le ratio TOD/GDD et le signe de la TOD sont contrôlés par la position des prismes entre les réseaux. La seule limite de réglage est l'ouverture transverse des optiques. Il est important de noter que, à taille d'optiques fixée, plus le spectre est large, et plus la dispersion spectrale après le réseau d'entrée est grande, donc plus faible est la marge de réglage sur

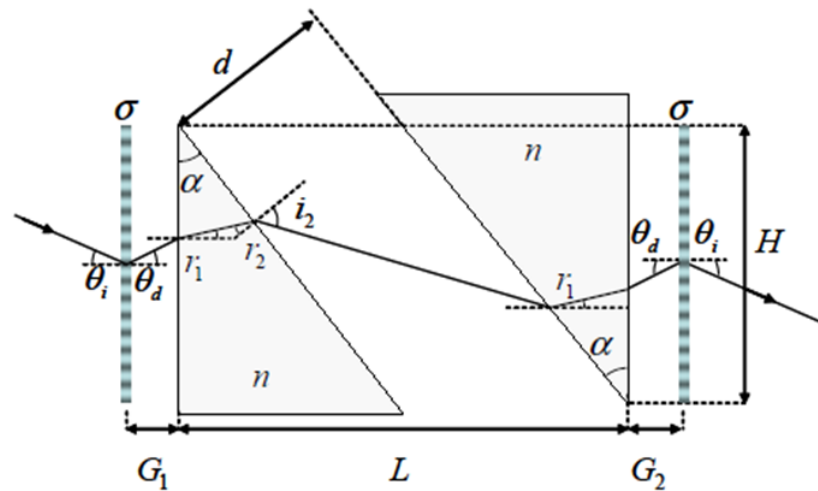


FIGURE 6.11 – Schéma des grismes

les grismes. Enfin, le schéma présente la particularité de permettre l'introduction d'un espace entre un réseau et le prisme qui le suit ou le précède. Cela permet dans une configuration en double passage d'éviter que la recombinaison des composantes spectrales est lieu dans le matériau du prisme. On limite ainsi en partie l'apparition d'effets non-linéaires, ce qui permet d'envisager d'utiliser ces grismes pour comprimer efficacement des impulsions énergétiques de plusieurs millijoules.

La loi de dispersion de ces grismes se calcule analytiquement [14, 15]. Elle s'exprime en fonction des notations de la figure 6.11, i.e. N le délai de groupe des prismes, $G = G_1 + G_2$ la quantité d'air entre réseaux et prismes, d l'espacement entre les faces des prismes, L la distance entre les apex α des prismes, θ_i l'angle d'incidence, θ_d l'angle de diffraction d'ordre -1 des réseaux, les angles r_1 , r_2 et i_2 du faisceau entrant avec la normale à la face d'entrée du prisme, du faisceau sortant avec la face de sortie du prisme et du faisceau sorti du prisme avec la face de sortie du prisme respectivement. Pour simplifier, tout en conservant le caractère général de la formule, on peut se placer dans le cas où le réseau d'entrée est collé au premier prisme et le faisceau incident arrive au sommet du prisme. Pour un simple passage, l'expression du délai de groupe, τ_p est alors clairement la somme des délais de groupe de la propagation dans l'air entre les prismes, dans le second prisme et dans la lame d'air entre le second prisme et le second réseau. τ_p s'écrit explicitement:

$$c \cdot \tau_p = \frac{d}{\cos(i_2)} + \frac{L}{\cos(r_1)} \left[N - \sin(\theta_i) \frac{\cos(r_2)}{\sin(\alpha)} \right] \times \left[1 - \frac{d \cos(\alpha + i_2)}{L \cos(i_2)} \right] + G \frac{1 - \cos(\theta_i - \theta_d)}{\cos(\theta_d)} \quad (6.1)$$

L'angle θ_d s'obtient à partir de θ_i par la formule de diffraction des réseaux (σ est la densité de traits par mm et ν la fréquence):

$$\sin(\theta_d) = \sin(\theta_i) + c \frac{\sigma}{\nu} \quad (6.2)$$

Les règles de l'optique géométrique permettent de relier r_1 , r_2 et i_2 à θ_d et α par les formules suivantes (n est l'indice des prismes):

$$n \sin(r_1) = \sin(\theta_d) \quad (6.3a)$$

$$r_2 = r_1 - \alpha \quad (6.3b)$$

$$n \sin(r_2) = \sin(i_2) \quad (6.3c)$$

En pratique, une fois choisis les réseaux (densité de traits par mm fixée) et le matériau des prismes (n et N fixés), l'angle d'incidence de Littrow est fixé (θ_i , et donc θ_d fixés) et le design des grismes ne dépend plus que de quatre paramètres géométriques: l'apex des prismes α , la hauteur H du setup, l'écartement L des prismes et la lame d'air globale G entre les prismes et les réseaux.

Afin de déterminer de manière expérimentale la loi de dispersion en double passage d'une configuration de grismes choisie, on insère les grismes dans un bras d'un interféromètre de Michelson (Fig. 6.12(a)). Le spectre interférentiel fait apparaître une frange plate à la longueur d'onde pour laquelle le délai de groupe est nul entre les deux bras de l'interféromètre. En utilisant les impulsions issues d'un oscillateur (durée ≈ 10 fs), on peut ainsi observer des franges sur une largeur spectrale de plus de 100 nm et tracer le délai en fonction de la longueur d'onde. On en déduit la loi de dispersion du compresseur avec une précision de ± 0.3 THz, soit ± 60 fs. Un fit polynomial de la courbe de dispersion donne ensuite accès aux ordres de phase spectrale.

Nous avons réalisé une expérience de démonstration de principe avec un prototype de grismes dont on a comparé les performances avec notre compresseur

à réseaux par transmissions classique [4] (noté TGC pour *Transmission Gratings Compressor*) sur le front-end Femtopower possédant un étireur bulk de 20 cm de SF57 et un AOPDF (low-jitter Dazzler HR45-800, Fastlite). Avec ces grismes, nous avons obtenu au niveau millijoule des impulsions deux fois plus étirées avant amplification tout en préservant la CEP et la durée des impulsions comprimées.

6.4.3 Démonstration de principe des grismes au niveau millijoule

Le laser utilisé pour l'expérience est un système commercial 1 kHz, stabilisé en CEP basé sur une architecture CPA avec cristal de Titane Sapphire (Femtopower Compact Pro CE Phase, Femtolasers GmbH) pompé par 11 W provenant d'un laser Q-switch Nd:YLF doublé en fréquence (DM50 series, Photonics Industries). Elles sont étirées par 20 cm de SF57 et un AOPDF avant d'être amplifiées au niveau millijoule dans un amplificateur 10 passages. La GDD et TOD de tous les matériaux traversés dans l'amplificateur sont estimées à $+88,2 \times 10^3 \text{ fs}^2$ et $+40 \times 10^3 \text{ fs}^3$ respectivement. Le TGC consiste en deux réseaux parallèles de 1280 traits/mm utilisés avec un angle d'incidence de $30,8^\circ$ (angle d'incidence de Littrow) et séparés d'environ 10 mm. Les grismes utilisés pour l'expérience se composent de deux réseaux en transmission parallèles de 10 mm par 20 mm, 1250 traits/mm, gravés sur un substrat en silice et utilisés à 30° d'incidence (Ibsen Photonics, seuil de dommage d'après constructeur: 40 GW/cm^2), couplés à des prismes d'indice élevé en SF57, traités anti-reflet, avec un apex de $42,5^\circ$. La transmission des TGC est de 85% (sur la largeur spectrale 740 - 840 nm). Celle des grismes est de 65%, ce qui est dû aux pertes par réflexion sur les faces des prismes ($\approx 1\%$ par face). Etant donné la petite taille des réseaux dans les grismes, nous avons limité l'énergie à 1 mJ en entrée de compresseur afin d'éviter les effets d'automodulation de phase dans le dernier prisme. On a utilisé l'AOPDF en combinaison avec un Wizzler, permettant la mesure de l'impulsion par la technique d'auto-référencement par interférométrie spectrale [16] (SRSI pour *Self-Referenced Spectral Interferometry* en anglais), pour optimiser la phase spectrale jusqu'au quatrième ordre. La CEP a été mesurée et stabilisée à l'aide d'un interféromètre f-2f commercial (Menlo Systems).

L'optimisation de la compression des impulsions a été effectuée comme suit: on augmente d'abord la GDD introduite par l'AOPDF puis on compense cette phase du deuxième ordre en augmentant la distance entre les réseaux du TGC ou des grismes. Enfin, on utilise l'AOPDF pour minimiser les ordres de dispersion supérieurs (troisième et quatrième). On répète la procédure jusqu'à atteindre le maximum de la capacité de mise en forme de l'AOPDF. La loi de dispersion finale pour chaque compresseur est ensuite mesurée en utilisant la méthode interférométrique décrite ci-dessus (voir aussi [14]). La figure 6.12 permet de comparer les lois

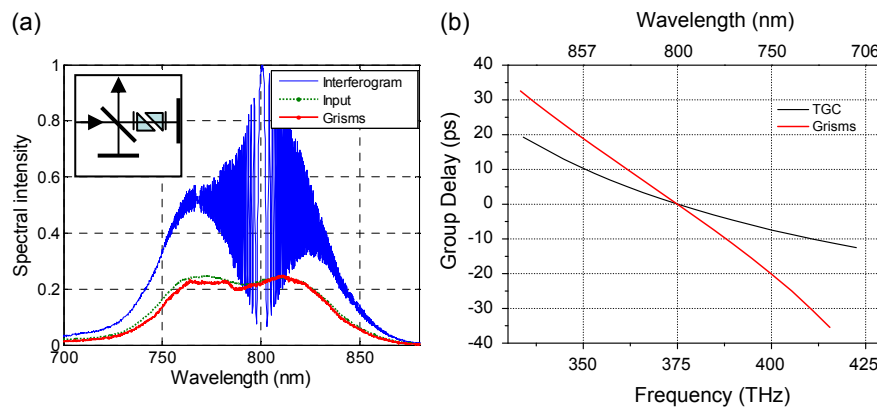


FIGURE 6.12 – (a) Méthode de caractérisation de la loi de dispersion du compresseur par interférométrie Michelson (illustration adaptée à partir de [14]). (b) Loi de dispersion des grisms et des TGC.

de dispersion des deux compresseurs. Un fit polynomial de ces courbes donne accès aux ordres de phase introduits, en particulier la GDD et la TOD. Le TGC introduit $-53,5 \times 10^3 \text{ fs}^2$ ($-0,16 \text{ ps/mm}$ à 800 nm) et $+105 \times 10^3 \text{ fs}^3$, alors que les grisms introduisent plus de deux fois plus de GDD ($-121,7 \times 10^3 \text{ fs}^2$, soit $-0,37 \text{ ps/nm}$ à 800 nm) et une TOD négative ($-63,9 \times 10^3 \text{ fs}^3$). Le facteur de compression des grisms est donc 2,3 fois supérieur à celui du TGC. En conséquence, la durée à mi-hauteur des impulsions de 40 nm bande est estimée avant compression (i.e. dans l'étage d'amplification) à $7,5$ et 17 ps avec le TGC et les grisms respectivement.

Les paramètres de l'AOPDF correspondant à ces deux configurations sont les suivants: $-31,2 \times 10^3 \text{ fs}^2$, $-142 \times 10^3 \text{ fs}^3$, $-350 \times 10^3 \text{ fs}^4$ pour le TGC (configuration 1) et $+36,7 \times 10^3 \text{ fs}^2$, $+20,0 \times 10^3 \text{ fs}^3$, $+105 \times 10^3 \text{ fs}^4$ pour les grisms (configuration 2). Comme on l'a remarqué plus tôt, on voit clairement que la correction est dominée par la TOD dans la configuration 1 alors que, dans la configuration 2, elle est dominée par la FOD. Il est aussi intéressant de noter que l'efficacité de diffraction de l'AOPDF est meilleure dans la configuration 2 que dans la configuration 1. On passe ainsi d'une énergie de $1,5 \text{ mJ}$ avant compression avec le TGC à une énergie de $1,8 \text{ mJ}$ avec les grisms tout en utilisant la même puissance de pompe, soit un gain de 15% de l'énergie disponible avant compression. Au final, malgré de plus grandes pertes lors la compression, des grisms de taille plus importante, permettant d'utiliser des faisceaux de taille plus grande, mèneraient à une efficacité globale seulement 8% plus faible qu'avec le TGC. C'est ici le prix à payer pour obtenir un facteur d'étirement plus important, réduisant notablement l'intégrale B dans l'étage d'amplification. Dans chaque cas, en utilisant un Wizzler [16], la phase spectrale peut être optimisée afin d'obtenir des impulsions comprimées proches de la limite par transformée de Fourier de 27 fs avec les grisms et de $26,5 \text{ fs}$ avec le

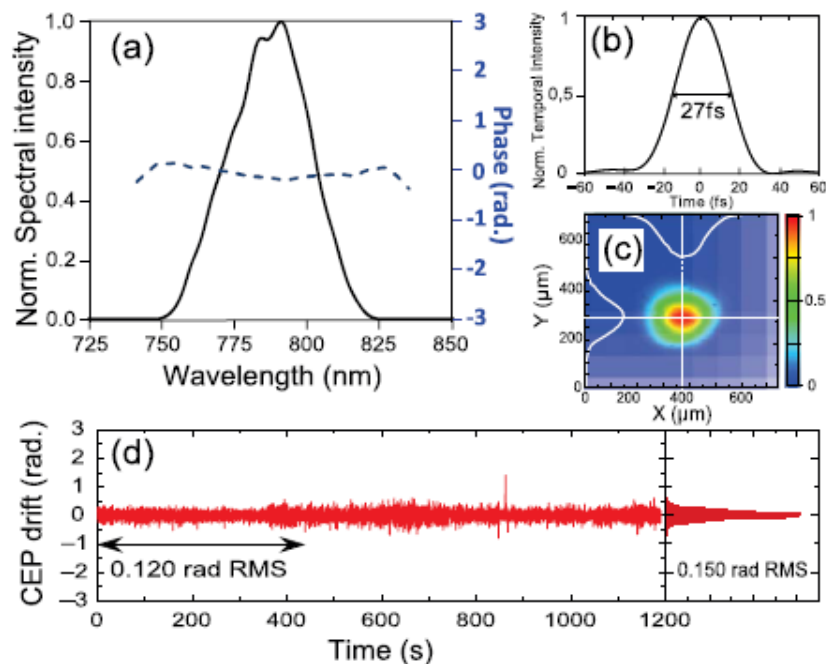


FIGURE 6.13 – Caractérisation des impulsions après les grismes: (a) phase et amplitude spectrales, (b) intensité temporelle, (c) profil spatial en champ lointain et (d) dérive lente de la CEP du laser avec boucle de rétro-action sur l'oscillateur (mesure tir à tir moyennée sur 20 tirs).

TGC (cf. Fig. 6.13). Cependant, lorsque l'on augmente l'énergie au-delà de 1 mJ, le spectre après les grismes se rétrécit de quelques nanomètres à mi-hauteur par rapport au spectre d'entrée. Ce rétrécissement est dû à l'apparition d'effets non linéaires dans le matériau du dernier prisme. Par contre, avec le TGC, on observe la préservation du spectre d'entrée. Afin d'éviter à l'avenir de tels effets dans les grismes, il est nécessaire d'utiliser des réseaux avec une ouverture plus large et un faisceau d'autant plus grand (5 mm de largeur à $1/e^2$ dans nos expériences). L'utilisation de miroirs chirpés pour terminer la compression hors matériau s'avère également très utile pour minimiser les effets non-linéaires. L'ensemble de ces solutions est mis en place dans le schéma de grismes à haute énergie détaillé dans la partie suivante. Spatialement, le faisceau se comporte bien en champ proche et en champ lointain et ce comportement est peu dépendant de l'énergie d'entrée dans les grismes (cf. Fig. 6.13). Avec les deux compresseurs, la CEP est stabilisable à des niveaux comparables, avec un léger avantage aux grismes. Avec ces derniers, la CEP a été mesurée à une valeur de 150 mrad rms sur une période de 20 minutes (Fig. 6.13). Sur 7 minutes, on a même mesuré une valeur de 120 mrad rms alors

qu'elle est de 170 mrad rms avec le TGC sur la même durée. De plus, étant donné la disposition des éléments lors de l'expérience, la propagation des grismes jusqu'à l'interféromètre $f-2f$ était de 4 m tandis que cette longueur n'était que de 1 m dans le cas du TGC, ce qui semble confirmer l'effet plus favorable des grismes sur la CEP, que ce soit en termes de design mécanique pur ou de manière indirecte en réduisant les effets non-linéaires dans l'amplification.

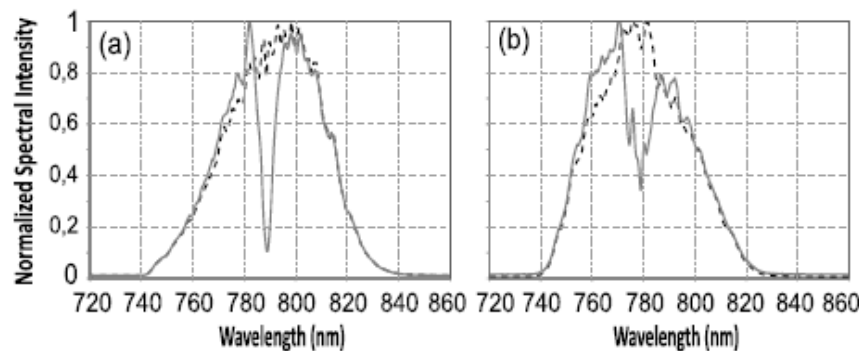


FIGURE 6.14 – Mesure qualitative de l'intégrale B accumulée dans l'étage d'amplification pour chaque compresseur. Spectres des impulsions amplifiées pour (a) les grismes et (b) les TGC sans trou spectral (ligne pleine) et avec un trou de 5 nm de large et de profondeur initiale 100% introduite par le Dazzler (ligne pointillée).

Si l'on s'intéresse en effet à l'intégrale B dans l'étage d'amplification, une simple règle de trois, utilisant la durée des impulsions étirées dans les deux configurations, permet en première approximation d'établir que l'intégrale B diminue d'un facteur au moins deux dans le cas des grismes par rapport au TGC. La détermination précise de l'intégrale B accumulée durant l'amplification est toutefois une tâche délicate en raison des effets d'auto-focalisation à petite échelle dans les matériaux de la chaîne laser. A cause de ces effets, l'intégrale B ne peut être simplement reliée de manière proportionnelle au facteur d'étirement des impulsions. Afin d'évaluer qualitativement l'effet des deux configurations de compression sur l'intégrale B accumulée dans l'amplificateur, on utilise une méthode similaire à celles décrites dans [17, 18]. La méthode consiste à introduire un trou dans le spectre de manière artificielle (avec l'AOPDF dans notre cas) et à observer comment il évolue au cours de l'amplification. Les effets non-linéaires, et en particulier l'auto-modulation de phase, ont pour effet de reconstituer les composantes spectrales retirées par le filtre. Plus les non-linéarités subies par les impulsions sont importantes, plus le trou spectral sera rempli. On peut même observer un pic en lieu et place du trou initial lorsque le niveau d'intégrale B dépasse un certain seuil. Ces effets sont bien observés avec des logiciels de propagation tels que Miro ou CommodPro.

Pour notre étude, nous souhaitons seulement quantifier l'effet de la configuration d'étirement avec grismes par rapport à la configuration avec le TGC. On introduit un trou gaussien de 5 nm dans le spectre de l'impulsion, centré à 795 nm avec une amplitude de 100% et on mesure le spectre après amplification et avant le compresseur. La figure 6.14 montre que, dans le cas des grismes, la profondeur du trou a diminué de 10% alors qu'elle a été comblé de 33% dans le cas du TGC. En outre, la forme du trou a changé de manière notable dans le cas du TGC. Ces observations indiquent clairement que la configuration d'étirement avec les grismes permet de réduire visiblement l'intégrale B dans l'amplificateur, et ce, bien que l'énergie extraite de l'étage d'amplification soit plus importante.

En conclusion, nous avons ici démontré avec succès que l'on pouvait mettre en place un compresseur de type grismes dans une chaîne CPA millijoule avec étireur verre. Cette configuration, d'une part, préserve la CEP, la durée comprimée des impulsions ainsi que leur énergie, et d'autre part, permet d'atteindre un facteur d'étirement bien plus important qu'avec un compresseur à réseaux par transmission classique tout en facilitant la gestion de la phase spectrale dans la chaîne, améliorant ainsi le schéma global d'amplification. Dans cette expérience de principe, nous avons généré en routine des impulsions de 0,7 mJ, 27 fs à 1 kHz avec une CEP stabilisée à 150 mrad rms sur 20 minutes [19]. Ce schéma de compression, comme on va le voir dans la partie suivante, peut être mis à l'échelle pour accommoder des énergies d'entrée d'un niveau d'une dizaine de millijoules.

6.4.4 Etirement - compression par grismes à haute énergie

Pour la nouvelle salle noire, on souhaite amplifier les impulsions jusqu'à 10 mJ au moins. Ceci nécessite un niveau d'étirement plus élevé dans l'étage d'amplification. On souhaite étirer à 45 ps des impulsions de durée initiale après XPW de 10 fs. La phase du deuxième ordre nécessaire est alors de 200,000 fs². L'ensemble du schéma d'étirement-compression comprend un étireur verre, un AOPDF et des grismes. L'étireur est un bloc de verre de SF57 (Fichou) dans une configuration "billard" dont le design met à profit les réflexions totales internes (Fig. 6.15). Un bloc de 117,8 x 151,5 x 30,0 mm³ est alors suffisant pour propager le faisceau sur 75 cm. La GDD ajoutée par ce bloc de verre est de 168,000 fs² et la TOD de 106,000 fs³. L'AOPDF est un Dazzler en double passage qui introduit 90 mm de TeO₂ (auto-compensé) et les 32,000 fs² restantes afin d'obtenir l'étirement escompté. On l'utilise également pour compenser finement les ordres de phase supérieurs. Les grismes sont utilisés en configuration dépliée (Fig. 6.16), i.e. avec 4 prismes et 4 réseaux (Ibsen). Cette configuration répond à la nécessité d'avoir une ouverture maximale sur chaque optique afin de passer un faisceau le plus gros possible. La configuration dépliée présente aussi l'avantage d'avoir un faisceau de sortie aligné sur le faisceau d'entrée. Les prismes sont en SF57, d'apex 42,34°,

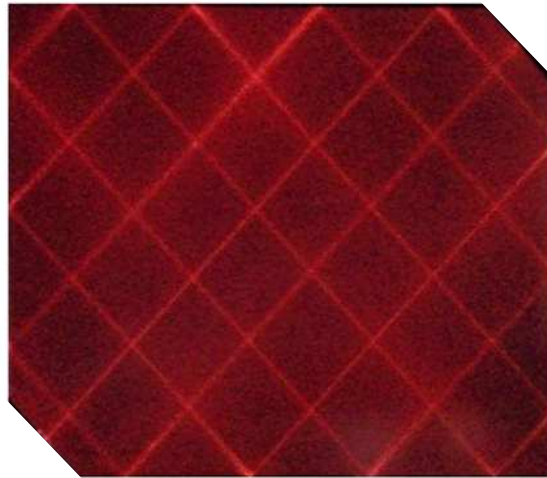


FIGURE 6.15 – Observation de la fluorescence du faisceau laser à la traversée de l'étireur "billard" (design : Fastlite, coupe et traitement : Fichou).

d'ouverture $60 \times 30 \text{ mm}^2$, traités anti-reflets sur la plage 600-1000 nm. Les réseaux en transmission de 1250 traits/mm sont gravés sur un substrat de silice traité anti-reflets sur la face arrière. Ils ont une efficacité de diffraction supérieure à 78% sur la plage 750-850 nm et supérieure à 50% sur la plage 700-900 nm. Ils ont une ouverture de $60 \times 30 \text{ mm}^2$. Les grismes requièrent un faisceau incident en polarisation S et formant un angle de 30° avec la normale au plan des réseaux. Le diamètre maximal à $1/e^2$ du faisceau d'entrée est 22 mm, soit une largeur à mi-hauteur de 14 mm au maximum pour un faisceau gaussien. Les paramètres des grismes, tels qu'ils ont été définis précédemment sur la figure 6.11, sont les suivants: $G1 + G2 = 56,2 \text{ mm}$, $H = 44,5 \text{ mm}$ et $L = 61,9 \text{ mm}$.

L'ensemble du schéma d'étirement-compression après l'XPW a été testé et validé "à vide", i.e. sans amplification des impulsions. Le faisceau est agrandi à la sortie de l'XPW d'un facteur 3 (télescope -140 mm/+400 mm) afin de limiter les effets non-linéaires dans le polariseur et l'étireur. La taille est alors proche de 15 mm à $1/e^2$. L'étireur a une transmission de 75% et préserve bien le spectre XPW. Le faisceau est ensuite réduit à l'aide d'un afocal de "grandissement" 1/12 (miroirs de focale 3 m et -0,25 m) afin de passer dans le Dazzler. Le diamètre est alors de 1,6 mm à $1/e^2$. La transmission du Dazzler en double-passage est de 16% environ. L'énergie disponible pour amplification est donc de l'ordre de $30 \mu\text{J}$ ($\approx 300 \mu\text{J} \times 70\% \times 16\%$). Le spectre subit également un rétrécissement d'une trentaine de nanomètres à mi-hauteur ($\text{FWHM} \approx 80 \text{ nm}$) avec un forme carrée dû à

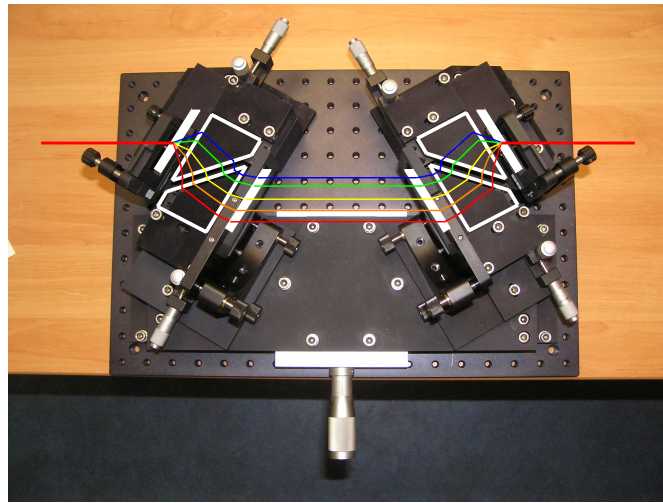


FIGURE 6.16 – Photographie des grismes dans la configuration "dépliée": la position et la dimensions des optiques sont figurées en blanc.

l'onde acoustique permettant la compression par les grismes. Les impulsions ont donc une durée TF en sortie de Dazzler de 18 fs. Le faisceau est ensuite comprimé avec les grismes dans la configuration donnée à la fin du paragraphe précédent. Avec cette bande spectrale (725 - 875 nm aux pieds), les grismes ne coupent pas le spectre et transmettent 70% de l'énergie. L'optimisation du tirage des grismes et des paramètres Dazzler se font par itération grâce au Wizzler. La configuration optimale (Dazzler: -40000 fs^2 , -21000 fs^3 et espacement des prismes de 12,22 mm) permet d'obtenir des impulsions TF de 18 fs avec un contraste de 10^5 à -250 fs du pic de l'impulsion.

Dans cette configuration, on peut donc étirer les impulsions à près de 50 ps avant l'amplification au lieu de 7-10 ps. Sans les grismes, qui compensent une grande partie de la TOD de l'étireur, on ne pourrait pas utiliser l'AOPDF sur une bande spectrale aussi large qu'elle l'est après l'XPW. Ici, grâce aux grismes et à l'AOPDF, on peut non seulement recomprimer les impulsions fidèlement mais aussi effectuer de la mise en forme spectrale pour préserver la bande lors de l'amplification tout en conservant une marge de manoeuvre suffisante sur la maîtrise fine de la phase spectrale en fin de chaîne en vue des futures expériences. Le front-end et le schéma d'étirement-compression ayant été validés, on peut passer à la première étape de l'amplification avec un booster 6 passages pompé par 20 W. On compte obtenir des impulsions de quelques millijoules qui permettront une mesure de contraste grande dynamique afin de confirmer l'amélioration du contraste grâce à l'XPW.

6.5 Double-CPA pour l'amplification des impulsions au niveau 10 mJ

En entrée d'amplificateur, les impulsions ont une énergie de $25 \mu\text{J}$ environ et une durée de 45 ps. Afin d'amplifier ces impulsions jusqu'à plus de 10 mJ, on a opté pour une configuration en deux étapes: la première permet dans un schéma confocal compact et disponible commercialement d'atteindre un niveau d'énergie supérieure au millijoule; la seconde permet d'augmenter l'énergie au niveau désiré dans un amplificateur 3 passages. Ces choix ont en grande partie été dictés par la puissance de pompe disponible lors de la réalisation pratique de l'amplificateur. Notre idée de départ avait été d'utiliser 35 W en sortie de la pompe Photonics Industries DM50 dont nous disposions pour pomper un simple étage d'amplification en cinq passages. A l'époque, nous espérions injecter cet amplificateur avec $50 \mu\text{J}$ au minimum. Le fait que nous ne disposions pas de ces $50 \mu\text{J}$ a constitué un premier frein à la réalisation de cet amplificateur. Néanmoins, le véritable point d'arrêt correspond au fait que nous avons observé une diminution notoire des performances de la pompe, si bien qu'elles ne permettaient de toute façon plus d'obtenir une énergie de 10 mJ après 5 passages. Le choix a alors été fait de s'orienter vers le schéma en deux étapes mentionné précédemment.

La pompe Photonics déjà présente fournissait l'énergie de pompe compatible avec les schémas d'amplificateur multi-passages confocaux de Femtolasers que nous connaissions bien. Il paraissait alors plus logique d'utiliser cette puissance de pompe disponible pour booster l'énergie au maximum avant de l'amplifier finalement au niveau de la dizaine de millijoules. Cette deuxième étape nécessitait l'achat d'une nouvelle pompe délivrant largement 35 W, donc de type Photonics DM50. Je présente dans la suite la réalisation du booster qui a permis de qualifier les nouveaux grismes "haute-énergie" à un niveau supérieur au millijoule et de caractériser la chaîne jusqu'à cette étape intermédiaire ce qui est en soit un très bon résultat. L'étape suivante d'amplification au niveau 10 mJ et l'utilisation des grismes à ce niveau-là aura lieu peu de temps après la fin de la thèse.

6.5.1 Etage de ré-amplification "booster" multi-mJ

Cet amplificateur 6 passages est proposé par Femtolasers et reprend les 6 derniers passages du Femtopower (Fig. 6.17). Les avantages de ce système sont multiples. D'abord, il est compatible avec la CEP. Ensuite, des masques spatiaux limitent la dégradation du contraste pour le niveau de gain concerné. Ayant utilisé le Femtopower de longue date, on sait aussi que son alignement est robuste et la stabilité de pointé et d'énergie en sortie excellente. De plus, nous avons précédemment utilisé la pompe Photonics pour pomper le Femtopower, ce qui est un gage

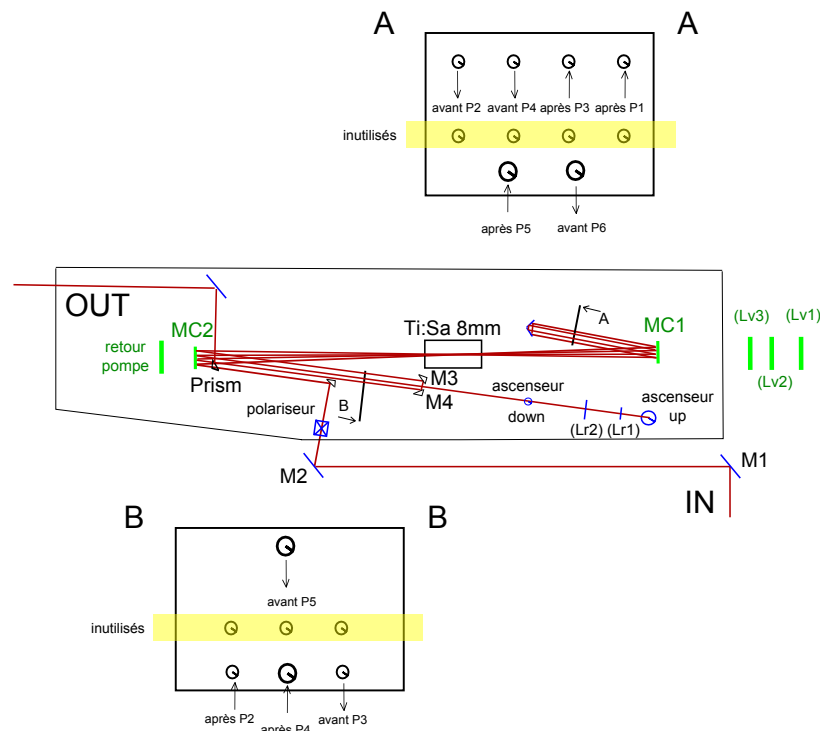


FIGURE 6.17 – Schéma de l’amplificateur confocal 6 passages. Lv1 à Lv3 : lentilles de mise en forme du faisceau de pompe; MC1/MC2 : miroirs confocaux; M1/M2 miroirs d’injection; Lr1/Lr2 : lentilles de mise en forme du faisceau infra-rouge avant le passage 5; Prism : prélèvement pour éjection; A et B : masques de filtrage spatial; AA et BB : représentation de la position des différents passages (P1 à P6) sur les masques A et B.

de compatibilité de la pompe avec cet amplificateur. Le principal travail a donc été de mettre en forme les impulsions à injecter en entrée d’amplificateur d’une part et les impulsions pompe d’autre part.

L’injection a une taille d’environ 2 mm (diamètre à $1/e^2$) après propagation dans le Dazzler. On utilise une lentille de 5 m placée environ deux mètres avant le miroir confocal pour ajuster la taille et la divergence du faisceau. Le choix et le positionnement de cette lentille se sont faits de manière expérimentale en observant la taille et la position du foyer par rapport à la position du cristal de Ti:Sa. Dans la situation finale, le foyer est légèrement après le cristal et la taille sur le cristal est $170 \mu\text{m}$ en diamètre à mi-hauteur. Pour la mise en forme de la pompe, on utilise le triplet de lentilles proposé par Femtolasers (+50 mm, -200 mm et +400 mm). On ajuste ainsi une taille de pompe de $600 \mu\text{m}$ (diamètre à $1/e^2$) sur le cristal avec un foyer situé quelques centimètres avant le cristal. L’énergie

de la pompe en entrée d'amplificateur (après lame demi-onde et polariseur) est de 20 W. Partant d'impulsions de $25 \mu\text{J}$, on a ainsi obtenu des impulsions amplifiées de 3,7 mJ avec une stabilité en énergie de 2% rms. Ces impulsions sont idéales pour tester les grismes et caractériser les performances complètes de la chaîne (stabilité en énergie, compression et durée d'impulsions, contraste, stabilité CEP). Les résultats sont regroupés dans la partie 6.6.

6.5.2 Amplificateur de puissance 3 passages

Cette amplificateur fait immédiatement suite au booster. Sa réalisation pratique ne présente pas de difficultés particulières. Elle reprend l'architecture de notre amplificateur 3 passages précédemment utilisé [20]. Le cristal de 6 mm de Ti:Sa est taillé à Brewster (polarisation S). On vise un gain d'énergie d'un facteur 4 pour avoir des impulsions de 16 mJ avant compression par les grismes. D'après les simulations ComnodPro avec prise en compte de pertes par réflexion sur le cristal (1% par face) et les optiques (2%), on peut obtenir ce facteur d'amplification avec une pompe de 35 W recyclée (78% d'absorption => énergie recyclée de 7,5 mJ) en suivant le schéma suivant:

- diamètre de pompe de $1000 \mu\text{m}$ super-gaussien d'ordre 2 à mi-hauteur à l'aller (35 W);
- diamètre de pompe de $1000 \mu\text{m}$ super-gaussien d'ordre 2 à mi-hauteur au retour (7,5 W);
- fluence de pompe totale maximale $\approx 2 \text{ J/cm}^2$ sur la face d'entrée du cristal;
- taille de l'injection de $600 \mu\text{m}$ gaussien à mi-hauteur pour le premier passage (3,5 mJ -> 8 mJ);
- taille de l'injection de $950 \mu\text{m}$ gaussien à mi-hauteur pour le deuxième passage (7,8 mJ -> 11,7 mJ);
- taille de l'injection de $1100 \mu\text{m}$ à mi-hauteur pour le troisième passage (11,4 mJ -> 14,4 mJ);
- fluence total de l'impulsion $\approx 3,5 \text{ J/cm}^2$ sur la face d'entrée du cristal.

Les gains sont donc successivement 2,3 puis 1,5 et enfin 1,26 au dernier passage. La fluence totale sur la face d'entrée du cristal ne dépasse pas 4 J/cm^2 , limite communément admise.

6.6 Performances de la chaîne laser

Cette partie valide les caractéristiques de l'ensemble du design de la nouvelle Salle Noire, sauf le dernier étage d'amplification jusqu'à 15 mJ. L'énergie après le booster est de 3,7 mJ avec une stabilité de 1% rms (Fig. 6.18(a)). Les grismes

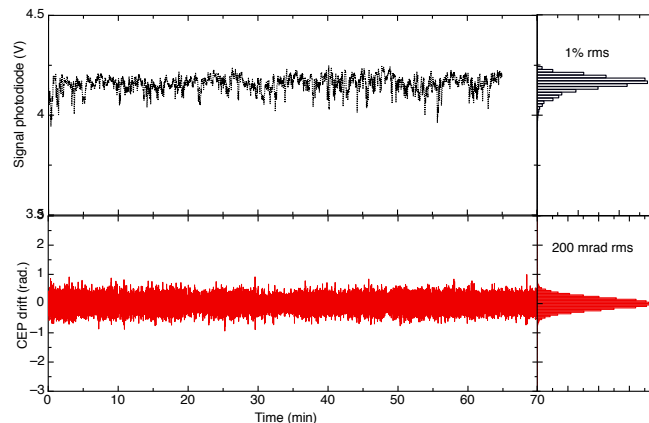


FIGURE 6.18 – Mesure sur 1 h de la stabilité en énergie et de la stabilité de la CEP du double-CPA avec stabilisation par une boucle de rétro-action sur la pompe de l'oscillateur.

ont permis de comprimer ces impulsions à 22 fs avec une efficacité de transmission de 73%, soit 2,7 mJ comprimés. La figure 6.19 montre les paramètres du second Dazzler de la chaîne permettant d'obtenir le spectre en sortie de booster affiché sur la figure 6.20(a). On observe sur cette dernière la limite de bande du Dazzler pour la mise en forme requise par le schéma de compression par grismes ainsi que le rétrécissement par le gain lors de l'amplification. La figure 6.20(b) démontre la compression limitée par transformée de Fourier des impulsions en sortie de booster. On a également effectué une mesure FROG de la durée des impulsions (Fig. 6.21), qui confirme une durée comprimée de 22 fs. La chaîne fournit donc des impulsions plus courtes que l'ancienne Salle Noire (28 fs), et ce grâce à l'XPW qui permet d'injecter l'amplificateur avec un spectre plus large. Le profil spatial des impulsions est propre en champ proche et en champ lointain (Fig. 6.20(c)).

Avec ces impulsions, on a pu mesurer le contraste sur une grande dynamique ainsi que stabiliser la CEP en rétro-agissant toujours sur la pompe de l'oscillateur. La figure 6.22 compare le contraste obtenu avec la chaîne actuelle par rapport au contraste de l'ancienne Salle Noire. Le contraste ASE est amélioré de près de 4 ordres de grandeur, à 10^{11} . L'objectif est donc atteint. Le zoom de la figure 6.22(b) permet de voir le comportement proche du pic. Le front de montée sub-picoseconde est amélioré. Néanmoins un rebond persiste à -2,5 ps. La différence n'apparaît alors véritablement qu'à partir de -5 ps (les pics à -5 ps et -12 ps sont des artefacts de mesure). Pour l'instant, on n'explique pas avec certitude la bosse à -7,5 ps. De premières investigations semblent incriminer une coupure spectrale au niveau du Dazzler ou dans le booster. Enfin, la CEP a été stabilisée sur plus d'une heure à un niveau de 200 mrad rms (Fig. 6.18(b)), soit aussi bien que l'ancienne Salle Noire.

6.7 Conclusion

Ce chapitre a figé l'architecture de la future Salle Noire. Les développements réalisés jusqu'à ce jour ont permis d'obtenir des impulsions comprimées de 2,7 mJ avec une stabilité de 1% rms, 22 fs avec un contraste temporel $C = 10^{11}$ et une phase absolue stabilisée à CEP = 200 mrad rms. Est actuellement en cours la mise en place de l'étage d'amplification à 15 mJ. Suivront la compression de ces impulsions par {grismes + miroirs chirpés} à <25 fs, 10 mJ puis la post-compression par fibre creuse avec gaz rare. Les performances visées de 5 mJ, <5 fs avec un contraste de 10^{11} et une CEP stabilisée à <250 mrad rms sont donc en ligne de mire.

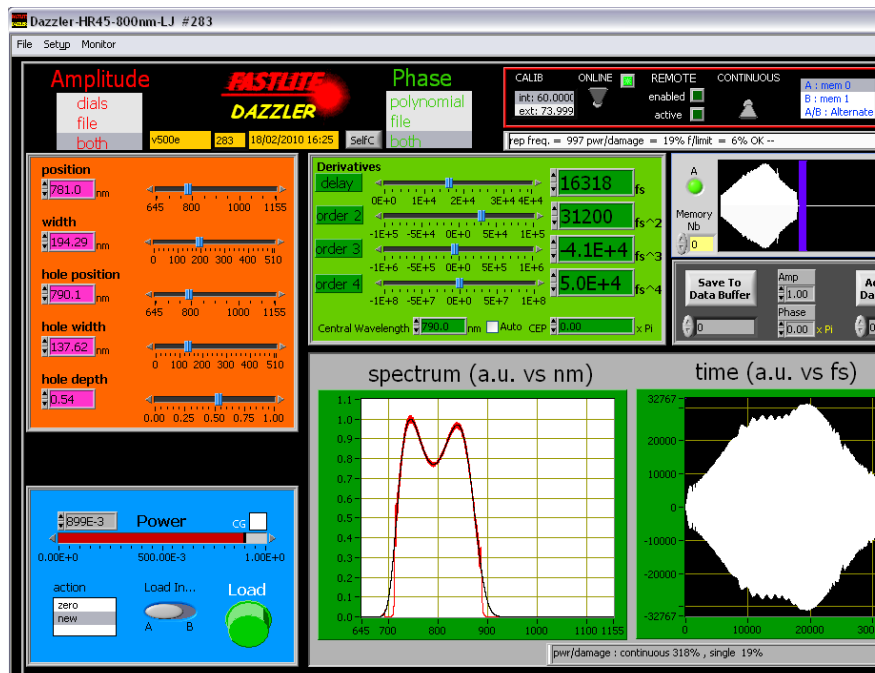


FIGURE 6.19 – Logiciel Dazzler: paramètres de phase et d’amplitude pour la compression des impulsions issues du deuxième CPA à 22 fs.

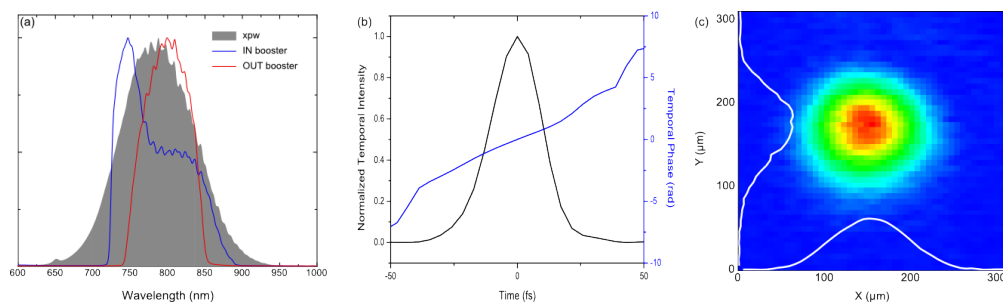


FIGURE 6.20 – (a) Spectres en sortie d’XPW (zone grisée), en entrée de booster après mise en forme Dazzler (en bleu) et en sortie de booster (en rouge). (b) Mesure SRSI du profil de l’impulsion et de la phase temporelle. (c) Profil spatial en champ lointain (foyer d’une lentille de focale 1 m).

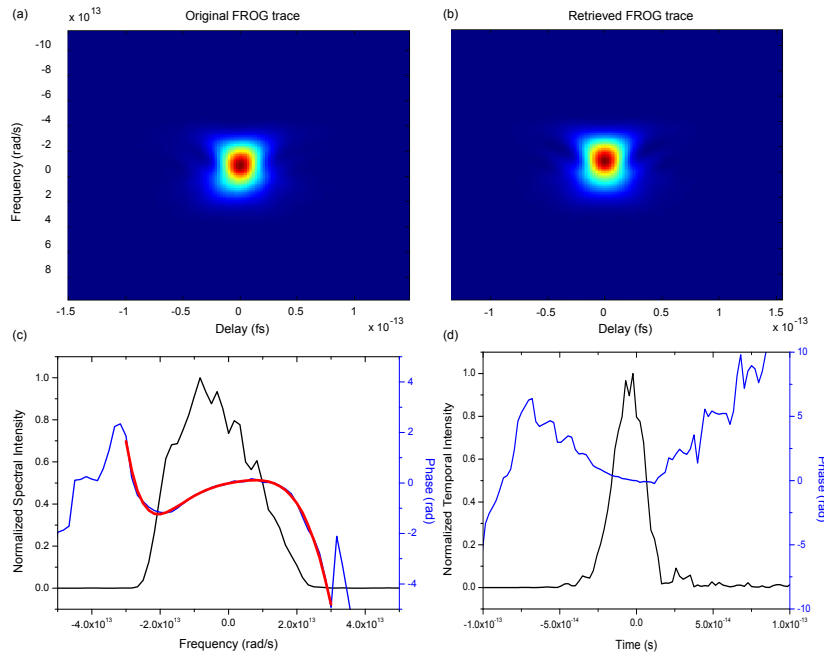


FIGURE 6.21 – Mesure FROG des impulsions comprimées à 22,5 fs après XPW. (a) Trace FROG originale. (b) Trace FROG reconstruite. (c) Spectre et phase spectrale reconstruits avec fit polynomial (ordre 6) de la phase spectrale ($\phi^{(2)} = 150 \text{ fs}^2$, $\phi^{(3)} = 2620 \text{ fs}^3$, $\phi^{(4)} = -19,7 \times 10^3 \text{ fs}^4$). (d) Impulsion et phase temporelle reconstruites.

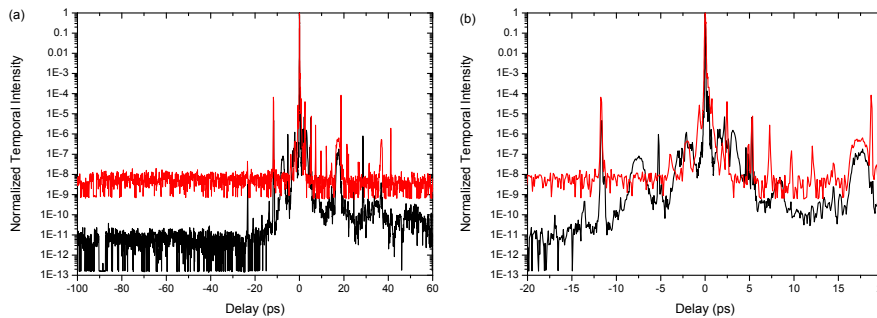


FIGURE 6.22 – Comparaison du contraste incohérent (a) et cohérent (b) de la chaîne laser actuelle et de l'ancienne chaîne de la Salle Noire. Pré-impulsions dues à l'appareil de mesure : pics parasites à -24 ps et -12 ps et rebond dans un filtre à 400 nm de la voie 2ω à -5 ps.

Bibliographie

- [1] A. Ricci, A. Jullien, J.-P. Rousseau, and R. Lopez-Martens, *Appl. Sci.* **3**, no. 1, 314–324 (2013). :AS13
- [2] J.-F. Hergott, O. Tcherbakoff, P.-M. Paul, Ph. Demengeot, M. Perdrix, F. Lepetit, D. Garzella, D. Guillaumet, M. Comte, P. D. Oliveira, and O. Gobert, *Opt. Express* **19**, 19935 (2011). :11
- [3] A. Baltuska, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, T. W. Hänsch, and F. Krausz, *Nature* **421**, 611 (2003). :03
- [4] L. Canova, X. Chen, A. Trisorio, A. Jullien, A. Assion, G. Tempea, N. Forget, T. Oksenhelder, and R. Lopez-Martens, *Opt. Lett.* **34**, 1333 (2009). [135](#), [136](#), [139](#)
- [5] V. Pervak, C. Teisset, A. Sugita, S. Naumov, F. Krausz, and A. Apolonski, *Opt. Express* **16**, 10220 (2008). :08
- [6] Gibson, E. A., Gaudiosi, D. M., Kapteyn, H. C., Jimenez, R., Kane, S., Huff, R., Durfee, C., and Squier, J., "Efficient reflection gratings for pulse compression and dispersion compensation of femtosecond pulses," *Opt. Lett.* **31**, 3363-3365 (2006). :2006
- [7] Kuznetsova, L., Wise, F. W., Kane, S., and Squier, J., "Chirped-pulse amplification near the gain-narrowing limit of Yb-doped fiber using a reflection grism compressor," *Appl. Phys. B* **88**, 515–518 (2007). :2007
- [8] P. Tournois, *C. R. Acad. Sci.* **269**, 455 (1969). :69
- [9] P. Tournois, *Electron. Lett.* **29**, 1414 (1993). :93
- [10] S. Kane and J. Squier, *IEEE J. Quantum. Electron.* **31**, 2052 (1995). :95
- [11] F. Tavella, Y. Nomura, L. Veisz, V. Pervak, A. Marcinkevicius, and F. Krausz, *Opt. Lett.* **32**, 2227 (2007). :07
- [12] J. Zheng and H. Zacharias, *Appl. Phys. B*, **96**, 445 (2009). :09
- [13] T. H. Dou, R. Tautz, X. Gu, G. Marcus, T. Feurer, F. Krausz, and L. Veisz, *Opt. Express* **18**, 27900 (2010). :10

- [14] N. Forget, V. Crozatier, and P. Tournois, *Appl. Phys. B* 109, 121 (2012). :12
- [15] Durfee, C. G., Squier, J. A., and Kane, S., "A modular approach to the analytical calculation of spectral phase for grisms and other refractive/diffractive structures," *Opt. Exp.* **16**, 18004–180016 (2008). :2008
- [16] T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget, V. Crozatier, S. Grabielle, R. Herzog, O. Gobert, and D. Kaplan, *Appl. Phys. B* 99, 7 (2010). [139](#), [140](#)
- [17] D. Villate, N. Blanchot, and C. Rouyer, *Opt. Lett.* 32, 524 (2007). :07
- [18] A. Präkelt, M. Wollenhaupt, C. Sarpe-Tudoran, A. Assion, and T. Baumert, *Appl. Phys. Lett.* 87, 121113 (2005). :05
- [19] A. Ricci, A. Jullien, N. Forget, V. Crozatier, P. Tournois, and R. Lopez-Martens, *Opt. Lett.*, 37, 1196-1198 (2012) :12
- [20] Trisorio, A. "Développement d'une source laser femtoseconde de quelques cycles optiques pour la génération d'harmoniques sur cible solide," Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 2008. [148](#)

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

7.1 Principaux résultats et développements de la thèse

Les premiers résultats présentés dans cette thèse ont été obtenus par les "end-users" du laser de la Salle Noire: en régime non-relativiste, ils ont démontré pour la première fois la génération d'harmoniques d'ordres élevés sur cible solide à 1 kHz avec contrôle de la CEP puis ils ont mis en évidence l'effet de phare attoseconde, séparant ainsi le rayonnement émis en des attosecondes uniques grâce à la rotation du front d'onde au foyer.

La suite du mémoire s'est attachée à présenter les résultats "laser" associés aux problématiques du contraste temporel et de l'amplification dans les schémas CPA.

Pour améliorer le contraste, on a fait appel à la technique XPW. Notre étude extensive a permis de mettre en lumière de nombreux arguments théoriques pour expliquer la génération XPW dans les régimes extrêmes. On s'est notamment appuyé sur des codes de simulation 1D et 3D développés soit en interne, soit en collaboration. Les résultats ont démontré les qualités de l'XPW pour la génération et le filtrage spectro-temporel d'impulsions ultra-courtes. Ils ont toujours été confortés par des expériences menées au LOA et dans d'autres laboratoires partenaires. La thèse a en particulier permis de mettre au point un nouveau schéma XPW avec filtrage spatial par fibre du faisceau incident qui a permis de lever un certain nombre de verrous, dont celui du filtrage efficace d'impulsions énergétiques.

Le deuxième axe de développement concernait la refonte de la chaîne laser de la Salle Noire pour la rendre compatible avec la génération d'harmoniques d'ordres élevés au kHz et avec contrôle de la CEP dans le régime relativiste. Trois grandes étapes composent cette amélioration des performances de la chaîne : l'amélioration

du contraste du front-end, l'amplification des impulsions à un niveau d'énergie plus élevé en préservant CEP et contraste, la post-compression à haute énergie dans une fibre remplie d'un gaz rare. Les deux premiers points ont été abordés au cours de la thèse. Quant au troisième, je l'évoque dans la partie suivante.

Le front-end, composé d'un oscillateur suivi d'un étireur "bulk" et d'un amplificateur multi-passages comprimé par réseaux en transmission a été complété par l'ajout d'un set-up XPW avec filtrage par fibre, efficace à une énergie d'entrée supérieure au millijoule. On produit ainsi des impulsions de durée 10 fs TF, 300 μ J avec un contraste incohérent supérieur à 10^{11} .

Ce front-end est suivi d'un second CPA dont le schéma d'étirement/compression est composé de trois éléments : un étireur "bulk", un AOPDF et des grismes. Ce schéma permet d'atteindre un niveau d'étirement de 50 ps, soit 10 fois l'étirement du premier CPA, tout en conservant une empreinte compacte. On limite ainsi les perturbations de la CEP ainsi que les effets non-linéaires dans l'amplification. Cette dernière se compose de deux étages multi-passages successifs pour atteindre 10 mJ comprimés. Mon travail s'est arrêté à la fin du premier étage qui a été comprimé à 2,7 mJ afin de valider l'ensemble de la chaîne. Les impulsions délivrées ont une durée de 22 fs, un contraste incohérent de 10^{11} et une CEP stabilisable à 200 mrad rms. Le profil spatial en champ proche et en champ lointain est gaussien.

Il ne fait pas de doute que ces impulsions pourront être amplifiées au niveau d'énergie désiré sans effets négatifs sur les autres performances. Les impulsions que devrait fournir le double-CPA complet de la Salle Noire auront donc les caractéristiques suivantes : ≈ 10 mJ, < 25 fs, $C = 10^{11}$, CEP = 200 mrad rms avec un profil spatial gaussien.

7.2 Evolution de la Salle Noire

Les développements à venir à très court terme vont suivre deux axes:

- utiliser les impulsions tel quel pour des expériences de génération d'harmoniques sur cible solide en régime relativiste,
- implémenter le set-up de post-compression par fibre remplie de gaz pour obtenir des impulsions ≈ 5 mJ, < 5 fs, $C = 10^{11}$, CEP = 200 mrad rms avec un profil gaussien à la cadence de 1 kHz.

Ces impulsions few-cycle à très haut contraste sont le but final de la nouvelle génération laser de la Salle Noire. Elles pourront être utilisées alternativement avec les impulsions plus longues et plus énergétiques pour des expériences de génération d'harmoniques sur cible solide en régime relativiste ainsi que pour l'accélération de faisceaux d'électrons et de protons à haute cadence ainsi que la génération de rayonnement X, entre autres.

M'étant concentré sur le développement laser, et le prochain upgrade étant d'ores et déjà prévu, je ne peux m'empêcher d'en dire un mot avant de refermer ce mémoire. Le grand défi qui attend la Salle Noire est de développer une chaîne laser de 100 mJ, < 25 fs, $C = 10^{11}$, CEP = 200 mrad rms à la cadence de 1 kHz. La principale difficulté résidera dans l'amplification à ce niveau d'énergie, et en particulier le développement de pompes assez énergétiques fonctionnant à 1 kHz ainsi que la gestion des effets thermiques, notamment dans le milieu amplificateur. L'objectif de comprimer ces impulsions dans le régime du cycle optique de manière efficace constituera le palier suivant.

Annexe A

Publications scientifiques

A.1 Publications dans des revues

1. Technique de post-compression par fibre creuse
 - Chen, X.; Malvache, A.; Ricci, A.; Jullien, A. and Lopez-Martens, R. *Efficient hollow fiber compression scheme for generating multi-mJ, carrier-envelope phase stable, sub-5 fs pulses*, Laser Physics, 2011, 21, 198-201.
2. Génération de polarisation croisée
 - A. Jullien, X. Chen, A. Ricci, J. P. Rousseau, R. Lopez-Martens, L. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon and P. Georges, *High-fidelity front-end for high-power, high temporal quality few-cycle lasers*, Appl. Phys. B, 2010, 102, 769-774.
 - L. P. Ramirez, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, P. Monot, A. Ricci, A. Jullien, X. Chen, J. P. Rousseau and R. Lopez-Martens, *Efficient cross polarized wave generation for compact, energy-scalable, ultrashort laser sources*, Opt. Exp., 2011, 19, 93-98.
 - A. Ricci, A. Jullien, J.- P. Rousseau, Y. Liu, A. Houard, P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, N. Forget and R. Lopez-Martens, *Energy-scalable temporal cleaning device for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation*, Rev. Sci. Inst. 84, 043106 (2013).
 - A. Ricci, F. Silva, A. Jullien, S. L. Cousin, D. R. Austin, J. Biegert, and R. Lopez-Martens, *Generation of high-fidelity few-cycle pulses at 2.1 μm via cross-polarized wave generation*, Opt. Exp., 2013, 21, 9711-9721.
3. Schéma d'étirement-compression par grismes
 - A. Ricci, A. Jullien, N. Forget, V. Crozatier, P. Tournois, and R. Lopez-Martens, *Grism compressor for carrier-envelope phase-stable millijoule-energy chirped pulse amplifier lasers featuring bulk material stretcher*, Opt. Lett., 37, 1196-1198 (2012).

4. Développement laser
 - A. Ricci, A. Jullien, J.-P. Rousseau, and R. Lopez-Martens, *Front-End Light Source for a Waveform-Controlled High-Contrast Few-Cycle Laser System for High-Repetition Rate Relativistic Optics*, Appl. Sci. 3, no. 1, 314–324 (2013).
5. Génération d'impulsions attosecondes sur cible solide
 - Wheeler, J., Borot, A., Monchoce, S., Vincenti, H., Ricci, A., Malvache, A., Lopez-Martens, R., and Quéré, F., *Attosecond lighthouses from plasma mirrors*, Nat. Phot. 6, 829-833 (2012).

A.2 Présentations lors de conférences

1. ICUIL 2010 (Rochester, US) "High-contrast Ultrabroadband Frontend Source for High-Intensity Few-Cycle Lasers" A. Jullien, X. Chen, A. Ricci, J. P. Rousseau, R. Lopez-Martens, L. P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon, P. Georges
2. ICUIL 2010 (Rochester, US) "Efficient energy scaling in hollow-core fiber compressors" X. Chen, A. Malvache, A. Ricci, A. Jullien, R. Lopez-Martens
3. FiO 2010 FNM1 (Rochester, US) "High-Fidelity Injector for High-Intensity High-Contrast Few-Cycle Lasers" A. Jullien, X. Chen, A. Ricci, J.-P. Rousseau, R. Lopez-Martens, L. P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon, P. Georges
4. HILAS 2011 (Istanbul, Turkey) "Highly efficient hollow fiber compression scheme for generating multi-mJ, carrier envelope phase stable, sub-5fs pulses" X. Chen, A. Ricci, A. Malvache, A. Jullien, R. Lopez-Martens
5. HILAS 2011 HWA6 (Istanbul, Turkey) "High energy and efficient cross polarized wave generation for high contrast ultrashort laser sources" L.P. Ramirez, D.N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Monot, A. Ricci, A. Jullien, X. Chen, J.P. Rousseau, R. Lopez-Martens, P. Georges, and F. Druon
6. CLEO 2011 CWI1 (Baltimore, US) "High-Fidelity Injector for High-Intensity High-Contrast Few-Cycle Lasers" A. Jullien, X. Chen, A. Ricci, J.-P. Rousseau, L. P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon, P. Georges, R. Lopez-Martens
7. CLEO 2011 CWI2 (Baltimore, US) "High energy and efficient cross polarized wave generation for high contrast ultrashort laser sources" A. Ricci; L. P. Ramirez; D. Papadopoulos; A. Pellegrina; P. Georges; F. Druon; P. Monot; A. Jullien; X. Chen; J.-P. Rousseau; Y. Liu; A. Houard; R. Lopez-Martens

8. CLEO Europe 2011 (Munich, Germany) "Efficient Hollow Fiber Compression Scheme for 1.6 mJ, Waveform-Controlled, Sub-5 fs Pulses Generation" X. Chen, A. Malvache, A. Ricci, V. Pervak, J. Rauschenberger, A. Jullien, R. Lopez-Martens
9. CLEO Europe 2011 (Munich, Germany) "High efficient XPW generation for high contrast high energy ultrashort laser pulses" L.P. Ramirez, D.N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Monot, A. Ricci, A. Jullien, X. Chen, J.P. Rousseau, R. Lopez-martens, P. Georges
10. JNCO 2011 (Marseille, France) "Cristaux pour le filtrage temporel non-linéaire d'impulsions laser femtosecondes par la technique XPW" A. Jullien, O. Albert, A. Ricci, N. Forget, R. Lopez-Martens, N. Minkovski, S. Kourtev
11. UFO 2011 FCP MO16 (Monterey, US) "Highly-efficient cross-polarized wave generation for temporal cleaning and shortening of femtosecond pulses" A. Jullien, A. Ricci, X. Chen, J.-P. Rousseau, L. P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon, P. Georges, R. Lopez-Martens
12. UFO 2011 PMC TU16 (Monterey, US) "A grism compressor to reduce B-integral in CEP-stable compact fs lasers" A. Ricci, A. Jullien, N. Forget, R. Lopez-Martens
13. HILAS 2012 HW4C.7 (Berlin, Germany) "We demonstrate for the first time attosecond time scale control of collective electron motion in overdense plasmas driven by intense waveform-controlled few-cycle laser pulses" R. Lopez-Martens, A. Borot, A. Malvache, X. Chen, A. Jullien, A. Ricci, P. Audebert, J.-P. Geindre, G. Mourou, and F. Quere
14. CLEO 2012 CM1B (San José, US) "Generation of high-fidelity few-cycle pulses at $2\mu\text{m}$ via XPW" A. Ricci, F. Silva, A. Jullien, N. Forget, S. Cousin, J. Biegert, R. Lopez-Martens
15. CLEO 2012 QTh5B (San José, US) "Attosecond lighthouses from plasma mirrors" Jonathan Wheeler, Antonin Borot, Arnaud Malvache, Aurélien Ricci, Aurélie Jullien, Rodrigo Lopez-Martens, Sylvain Monchocé, Henri Vincenti, and Fabien Quéré
16. ICUIL 2012 (Mamaia, Romania) "Generation of high-fidelity few-cycle pulses at $2\mu\text{m}$ via XPW" A. Ricci, F. Silva, A. Jullien, N. Forget, S. Cousin, J. Biegert, R. Lopez-Martens
17. CLEO Europe 2013 (Munich, Germany) "High spatio temporal quality, CEP controlled, sub10fs frontend light source based on XPW" A. Ricci, A. Jullien, J.-P. Rousseau, and R. Lopez-Martens

Table des figures

2.1	Champ électrique d'une impulsion de quelques cycles optiques (en rouge) et son enveloppe (en pointillés). Le déphasage CEP quantifie l'écart du maximum du champ par rapport à son enveloppe.	14
2.2	Profil temporel typique d'une impulsion femtoseconde (30 fs) présentant un contraste de 10^8 avec une pré-impulsion à -11 ps ainsi que des post-impulsions ayant un contraste de 10^6 environ. Le creux de 30 à 35 ps donne la dynamique de mesure de 12 ordres de grandeur de l'autocorrélateur 3ω	16
2.3	Schéma du laser de la salle noire première génération. TGC: compresseur à réseaux par transmission; CM: miroirs chirpés; QWP: lame quart d'onde.	17
2.4	Schéma de principe du Wizzler. Le BaF ₂ est un cristal couramment utilisé pour l'XPW.	18
2.5	Caractérisation Wizzler des impulsions comprimées par réseaux en transmission après le Femtopower: (a) spectre et phase spectrale; (b) profil temporel en échelle linéaire; (c) profil temporel en échelle logarithmique - profil mesuré en rouge et profil de l'impulsion TF en vert. Le Wizzler donne également la valeur de phase spectrale résiduelle. Ici: $\phi^{(2)} = - 8 \text{ fs}^2$, $\phi^{(3)} = + 900 \text{ fs}^3$ et $\phi^{(4)} = + 38800 \text{ fs}^4$	19
2.6	Caractérisation complète des impulsions de la chaîne laser de la salle noire. (a) Trace FROG reconstruite (insert) et profil temporel reconstruit; (b) Spectre FROG reconstruit (ligne pointillée), et phase spectrale associée (ligné hachurée), comparé avec le spectre mesuré par spectromètre (ligne continue); (c) Contraste temporel mesuré par autocorrélateur grande dynamique; (d) Taille de faisceau mesurée au foyer d'une parabole f/1.7, hors-axe 30°; (e) Evolution de la CEP des impulsions de 1.2 mJ, 5 fs stabilisées après la fibre creuse.	20

2.7	Schéma de principe de l'expérience de phare attoseconde (à partir de [36]). (à g.) Dispositif expérimental représentant la cible kHz avec la parabole de focalisation et la paire de wedges utilisée pour la compression (translation d'un wedge) et la rotation du front d'onde (inclinaison d'un wedge) ainsi que l'instrument de détection (MCP : Micro-Channel Plate); (en h. à d.) Principe de la rotation du front d'onde (WFR : Wave-Front Rotation); (en b. à d.) Résultats expérimentaux obtenus sans rotation du front d'onde (a), avec une rotation de front d'onde de 21 mrad (b) et de 39 mrad (c).	24
3.1	Principe de base de la génération de polarisation croisée (XPW). Repère (x,y,z) suivant la polarisation de l'onde XPW (x), du laser incident (y) et de la direction de propagation (z). Repère (a,b,c) suivant les axes cristallographiques. Angle β entre les axes cristallins et les axes de polarisation.	33
3.2	Cas du BaF ₂ sous les hypothèses d'un élargissement de $\sqrt{3}$ du spectre XPW par rapport au spectre initial et d'un haut rendement XPW ($\eta \approx 30\%$). (a) Longueur de dispersion, L_D , pour la pompe (ligne noire) et l'XPW (ligne rouge) en fonction de la durée initiale d'impulsion. Les aires hachurées délimitent la zone dans laquelle les deux impulsions sont affectées par la dispersion du cristal ($<0.2 L_D$); (b) Longueur non-linéaire, L_{NL} , pour la pompe (ligne noire) et l'XPW (ligne rouge) en fonction de l'intensité initiale; (c) Longueur d'auto-raïdissement, L_{SS} , pour la pompe (ligne noire) et l'XPW (ligne rouge) en fonction de la durée initiale d'impulsion.	37
3.3	Schéma de la méthode split-step pour un pas de propagation	42
3.4	Représentation du blue-shift en fonction du chirp pour trois valeurs du ϕ^3 (TOD). Résultats obtenus par Lorenzo Canova pour $S \approx 1$ [57] et par le nouveau code pour trois valeurs de S. Cristal de BaF ₂ de 2 mm et impulsion de 30 fs.	44
3.5	Comportement spectral de l'XPW en fonction du chirp initial: comparaison entre l'expérience (à gauche) et la simulation (à droite). La colonne la plus à gauche représente le spectre initial, gaussien, centré à 800 nm, d'une impulsion de 25 fs.	44

3.6	Efficacité XPW interne mesurée pour le BaF ₂ (2 mm, coupe [011], cercles noirs) et le CVD-C (0.6 mm, coupe [001], losanges rouges). E ₀ est l'énergie incidente, pertes par reflexion déduites. Les courbes théoriques pour le BaF ₂ (ligne noire), le CVD-C pour différentes valeurs de σ ($\sigma = -1.7$ (ligne pointillée rouge), $\sigma = -1.8$ (ligne bleue), $\sigma = -1.9$ (ligne pointillée verte)). Ligne pointillée bleue : efficacité théorique pour un cristal de CVD-C en coupe [011] de 0.6 mm avec $\sigma = -1.8$	47
3.7	Spectres expérimentaux (a) du laser (zone grisée), de l'XPW dans le BaF ₂ [011] (noir) et dans le CVD-C [001] (rouge). (b) Spectres théoriques du laser (zone grisée), de l'XPW dans le BaF ₂ [011] (noir), dans le CVD-C [001] (rouge) et dans le CVD-C [011] (bleu).	48
3.8	Profils temporels mesurés avec Wizzler représentés en échelle logarithmique: laser (bleu, 57 fs FWHM), après XPW dans le BaF ₂ (noir, 22 fs FWHM) et après XPW dans le CVD-C (rouge, 28 fs FWHM). La ligne épaisse désigne la limite de détection.	50
3.9	Tests du code de simulation CP et de l'élément "cristalXPW": les résultats obtenus avec CP sont comparés aux résultats obtenus avec le code Matlab (partie 3.4.2) et le modèle théorique simplifié ne prenant en compte que les termes de couplage dû à la polarisation non-linéaire (Eq. 3.2). Dépendance angulaire du rendement dans les coupes [001] pour S = 0,5 et S = 2 et [011] pour S = 0,5 avec Matlab et CP et les courbes théoriques à bas rendement.	56
3.10	Tests du code de simulation CP et de l'élément "cristalXPW": les résultats obtenus avec CP sont comparés aux résultats obtenus avec le code Matlab (partie 3.4.2) et le modèle théorique simplifié ne prenant en compte que les termes de couplage dû à la polarisation non-linéaire (Eq. 3.2). Rendement de conversion en fonction du paramètre S dans les coupes [001] et [011] avec Matlab (onde plane), CommodPro (faisceau gaussien, "G" et super-gaussien d'ordre 8, "SG8") et le modèle théorique simplifié (faisceau gaussien, "G").	57
3.11	Comparaison de la propagation des faisceaux fondamental (impulsion pompe) et XPW après le cristal : mesures expérimentales réalisées par Charles G. Durfee et Xiaowei Chen (carte de couleurs) et calcul numérique de la taille du faisceau (diamètre à 1/e ²) par le logiciel CommodPro (courbe noire hachurée).	59
4.1	Phase optimale pour l'efficacité (ligne pleine) et l'élargissement spectral (ligne hachurée) dans les cas du bas rendement (S=0,9) et du haut rendement (S=4,1).	69

4.2	Mise en évidence de l'effet de l'auto-modulation de phase (SPM) sur le sur-élargissement du spectre XPW à haut rendement. Evolution des spectres normalisés du fondamental (à g.) et de l'XPW (à d.) en fonction du chirp dans les cas à bas ($S = 0,9$) et haut ($S = 4,1$) rendements.	70
4.3	Critère d'optimalité de la génération XPW à haut rendement: efficacité ou qualité spectrale? Les données expérimentales ont été obtenues avec un laser de 25 fs et un cristal de BaF_2 de 2,5 mm avec une orientation holographique.	72
4.4	Domaines délimités par les phases spectrales d'ordre deux critiques pour l'élargissement spectral ($\text{FWHM}_{xpw} > \text{FWHM}_{\text{fondamental}}$ en bleu), le sur-élargissement spectral ($\text{FWHM}_{xpw} > 1,7 \text{FWHM}_{\text{fondamental}}$ en vert) et l'efficacité ($\text{Eff}_{xpw} > 0,5 \text{Eff}_{xpw}^{\text{max}}$).	73
4.5	Simulation avec le logiciel CommodPro de l'évolution de la répartition spatiale du spectre XPW avec la propagation (0, 20 et 100 cm après le cristal XPW) dans le cas d'un rendement faible (a) et d'un rendement fort (b). Les étoiles blanches indiquent la largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM).	76
4.6	Mesures expérimentales de l'évolution de la répartition spatio-spectrale des impulsions XPW avec la propagation. Comparaison des cas de rendement faible (a) et de rendement élevé avec un cristal (b) et deux cristaux (c), à 20, 100, 150 et 200 cm après le cristal. Les étoiles ou losanges indiquent les largeurs à mi-hauteur.	77
4.7	Récapitulatif de la propagation de différentes longueurs d'onde du spectre XPW à haut rendement (26% avec un cristal) avec prise en compte des effets de phase d'ordres supérieurs (HOP). Les profils de l'impulsion incidente (<i>pompe</i>) en entrée et sortie de cristal sont tracés ainsi que les profils XPW à la sortie du cristal et 50 cm plus loin. A gauche, les profils XPW à la sortie du cristal pour les différentes longueurs d'onde considérées.	79
4.8	Evolution du spectre XPW en fonction du chirp dans le régime "few-cycle": résultats expérimentaux (colonne de gauche) et numériques (colonne de droite).	83
4.9	Rendement, élargissement spectral et écart à la gaussienne en fonction du chirp : définition d'un critère de compression optimale pour les impulsions "few-cycle" à partir de l'effet XPW.	84

4.10	Effets de la phase spectrale d'ordres supérieurs sur les caractéristiques spectrales de la génération XPW dans le régime du cycle optique. (a) Sensibilité des paramètres (efficacité, largeur spectrale et écart à la gaussienne) lors d'une variation de la phase d'ordre trois de $\pm 50 \text{ fs}^3$ (simulation). (b) Exemple de distortion du spectre pour un chirp de -30 fs^2 et un $\phi^{(3)}$ de $+50 \text{ fs}^3$. (c),(d) Comparaison des spectres expérimentaux et théoriques pour différentes valeurs de chirp (courbe noire: spectres XPW obtenus en supposant une phase initiale plate dans les simulations). (e) Spectre en sortie de fibre creuse et phase spectrale associée (en pointillés) reconstruite à partir d'une mesure FROG.	86
4.11	Rendement XPW, largeur spectrale (la ligne discontinue indique la largeur du spectre en sortie de fibre creuse) et écart à la gaussienne du spectre XPW en fonction du chirp résiduel pour un cristal de 1 mm (rouge) et 0,5 mm (bleu) de BaF_2 . Les domaines hachurés représentent la zone de meilleure compression pour chaque cas. La colonne de gauche résume les résultats expérimentaux et celle de droite les valeurs théoriques.	87
4.12	Spectre après la fibre creuse (HCF) (zone grisée) et spectre XPW calculé (en rouge) pour un cristal de BaF_2 de 0.1 mm, en orientation [011], à bas rendement. Le chirp initial vaut 0 fs^2	88
4.13	Mécanisme de filtrage d'impulsions few-cycle par XPW. <i>Colonne de gauche</i> : Récapitulatif des paramètres (efficacité, largeur spectrale et écart à la gaussienne) de l'onde XPW en fonction de l'énergie incidente avec un cristal de 1 mm. <i>Colonne de droite</i> : Récapitulatif de ces mêmes paramètres en fonction de la distance parcourue dans un cristal de 1 mm. En pointillés, la largeur du spectre fondamental initial. <i>Colonnes centrales</i> : Calcul dans les conditions expérimentales de l'évolution spectrale de l'impulsion fondamentale (zone grisée) et du signal XPW (ligne rouge) au cours de la propagation suivant z dans un cristal de BaF_2 de 1 mm. Pour tous les cas, le chirp initial est de -25 fs^2	89
5.1	Schéma expérimental pour la production d'impulsions de $80 \mu\text{J}$, 5 fs à très haut contraste temporel à partir d'un front-end commercial délivrant des impulsions de 1,2 mJ, 25 fs. [A partir de [2]]	95

5.2	Traces FROG mesurée (à g.) et reconstruite (à d.) après la fibre (a) et l'XPW (b), avec un écart de 0.5% et 0.3% respectivement (taille de la grille: 256 x 256). Amplitude spectrale mesurée (ligne hachurée) et reconstruite (ligne pleine) et phase spectrale reconstruite (ligne pointillée) après la fibre (c) et l'XPW (d). Profil temporel des impulsions few-cycle après la fibre (e) et l'XPW (f). (g) Profils temporels en échelle logarithmique des impulsions few-cycle optimisées après ajout de la propagation dans de la silice des impulsions reconstruites par la mesure FROG. En noir: après la fibre (+ 50 μm). En rouge: après XPW (- 200 μm). A partir de [2]	97
5.3	Contraste temporel des impulsions few-cycle avant (en noir) et après (en rouge) XPW. Les lignes hachurées indiquent la dynamique de mesure dans chaque cas (10^{-10} après la fibre et 10^{-8} après XPW). La courbe grise pointillée représente le contraste calculé après XPW. La résolution temporelle du corrélateur ne permet pas d'analyser la structure temporelle du pic principal. A partir de [2].	98
5.4	Mesure de la dérive de la CEP avec boucle de rétro-action après XPW. A partir de [2].	99
5.5	Montage expérimental pour la génération XPW avec filtrage spatial et lames pour la pre- et post-compensation de la phase.	100
5.6	Dispersion des trois cristaux utilisés sur la gamme spectrale du laser. En gris, spectre typique du laser incident.	102
5.7	Simulation numérique 1D du processus XPW à 2.1 μm pour les trois cristaux utilisés. (a) Rendement de conversion en fonction de l'intensité incidente: BaF ₂ 2 mm orientation [011], CaF ₂ 2 mm orientation [011] et Diamant-CVD 1.2 mm orientation [001]. (b) Spectre XPW correspondant au spectre laser expérimental (courbe noire hachurée) et efficacités observées expérimentalement. L'efficacité de conversion non corrigée des pertes par réflexion sur les faces des cristaux est indiquée ainsi que les transmissions (entre parenthèses) en tenant compte de ces pertes (4% pour le BaF ₂ et le CaF ₂ et 16% pour le CVD-C). Les FWHM apparaissent sur la droite. Elles correspondent à des durées FTL de 25 fs, 21 fs et 26 fs pour le CVD-C, le CaF ₂ et le BaF ₂ respectivement.	103
5.8	Auto-corrélateur du troisième ordre mono-coup.	103

5.9	Illustration numérique de la reconstruction faisant appel au spectre et la trace d'auto-corrélation du troisième ordre en intensité. (a) Auto-corrélation donnée (en bleu) et distribution des traces d'auto-corrélation de l'ensemble des impulsions reconstruites (en niveaux de gris). L'insert montre une vue zoomée du pic. (b) Intensité temporelle donnée (en bleu) et distribution des profils d'intensité temporelle de l'ensemble d'impulsions reconstruites (en niveaux de gris). (c) Phase spectrale donnée (en bleu, axe y de gauche) et distribution des phases spectrales de l'ensemble d'impulsions reconstruites (en niveaux de gris, axe y de gauche). Intensité spectrale donnée (en rouge, axe y de droite). (d) Histogramme des coefficients de phase spectrale d'ordre deux de l'ensemble d'impulsions reconstruites.	106
5.10	Spectres mesurés, traces d'autocorrélation mesurées (lignes bleu foncé) et profils temporels d'intensité déduits à la sortie de l'XPW dans le CVD-C, le CaF ₂ et le BaF ₂ , et à la sortie de l'OPA. L'efficacité interne de chaque cristal est affichée sur la gauche. La largeur à mi-hauteur est indiquée sur les graphes. Pour les profils temporels, la distribution de l'incertitude, fournie par l'algorithme bayésien, est mise en évidence par une échelle couleur linéaire. Les traces d'autocorrélation théoriques et les profils temporels correspondant à une impulsion limitée par transformée de Fourier sont représentés par une ligne rouge clair.	108
5.11	Schéma XPW à deux cristaux avec les performances du front-end de la chaîne BELLA.	110
5.12	Performances du "front-end" de BELLA: (a) Spectres avant et après XPW; (b) stabilité en énergie mesurée à 1,7 J sur 3500 tirs non consécutifs; mesures de contraste après l'XPW au niveau microjoule (c), et après amplification des impulsions au niveau du Joule (d) — pour comparaison, en gris, le laser avant XPW, et, en rouge, la mesure avant amplification au niveau du Joule.	111
5.13	Setup XPW avec filtrage par fibre	112
5.14	Rendement XPW interne en fonction de l'énergie d'entrée pour quatre chaînes laser différentes. En pointillés: dans le cas du laser (2), courbe théorique obtenue avec un code de simulation maison.	115
5.15	Spectre laser (pointillés) et XPW (ligne pleine) pour les quatre chaînes laser.	117
5.16	Mesure temporelle SRSI (Wizzler, Fastlite) du laser (1) et de l'XPW (resp. 50 fs et 20 fs) en échelle linéaire (a) et logarithmique (resp. ligne pleine et hachurée) (b); (c) Auto-corrélation 3ω des profils temporels de l'impulsion avant (pointillés) et après (carrés) XPW pour le laser (4).	118

5.17	Champ proche (a) et champ lointain (b) du faisceau XPW mesurés avec la chaîne LOA1.	118
5.18	Profils de faisceau XPW mesurés au niveau du cristal (a), à la position du foyer Kerr (≈ 7 cm après le cristal) (b), 65 cm après le cristal (c); et profils de faisceau XPW simulés au niveau du cristal (d), à la position du foyer Kerr (≈ 7 cm après le cristal) (e), 65 cm après le cristal (f).	119
5.19	Propagation spatiale mesurée expérimentalement et simulée avec CommodPro de la sortie de fibre jusqu'au cristal (losanges rouges et ligne hachurée respectivement), et après le cristal XPW: fondamental (points et ligne mixte hachure-point respectivement) et XPW (triangles et ligne pleine respectivement).	120
6.1	Schéma global de l'implantation du laser de la future salle noire avec représentation des tables optiques. Objectif: <5 fs, 5 mJ, $C > 10^{10}$, CEP-stable.	127
6.2	Schéma du front-end de la nouvelle salle noire jusqu'à l'étirement avant le deuxième étage d'amplification. FI : rotateur de Faraday; BRC : cristal biréfringent; TGC : compresseur à réseaux par transmission; HCF : fibre creuse.	128
6.3	Mesures de stabilité en énergie de la pompe Jade 2, du premier CPA et de l'XPW sur 16 minutes.	129
6.4	Affichage du logiciel Dazzler: paramètres de phase et d'amplitude pour la compression des impulsions issues du Femtopower à 30 fs.	130
6.5	Compression du Femtopower par les TGC et optimisation par mesure Wizzler. (a) Phase et intensité spectrales (longueur d'onde centrale : 789,7 nm). (b) Intensité temporelle en échelle linéaire (durée TF : 30,9 fs). (c) Intensité temporelle en échelle logarithmique ($C > 10^4$ avant -200 fs).	131
6.6	(a) Spectre laser initial, gaussien, centré à 800 nm, FWHM = 45 nm (en grisé) avec sa phase (en pointillés noir) et spectre XPW dans la configuration à deux cristaux (FWHM = 110 nm). (b) Mesure de stabilité spectrale sur 90 minutes du spectre XPW. (c) Profil temporel d'intensité et phase spectrale de l'impulsion XPW comprimée par mesure SRSI (Wizzler, Fastlite).	131
6.7	Caractérisation spectro-temporelle de l'impulsion XPW sub-10 fs. (a) Profil spectral et phase associée. (b) Profils temporels du laser incident et de l'XPW. (c) Profil temporel de l'impulsion XPW en échelle logarithmique. (Mesure SRSI avec Wizzler USP)	133

6.8	Mesure FROG des impulsions comprimées à 10,5 fs après XPW. (a) Trace FROG originale. (b) Trace FROG reconstruite. (c) Spectre et phase spectrale reconstruits avec fit polynomial (ordre 6) de la phase spectrale ($\phi^{(2)} = 16 fs^2, \phi^{(3)} = -430 fs^3, \phi^{(4)} = -910 fs^2$). (d) Impulsion et phase temporelle reconstruites.	134
6.9	Mesure de la stabilité de la CEP des impulsions en sortie d'amplificateur et d'XPW avec stabilisation par une boucle de rétro-action sur la pompe de l'oscillateur.	135
6.10	Profil du faisceau XPW après deux cristaux en champ proche (à gauche) et champ lointain au foyer d'une lentille de focale $f = 500$ mm (à droite). Taille du foyer à $1/e^2 = 90 \mu m$	135
6.11	Schéma des grismes	137
6.12	(a) Méthode de caractérisation de la loi de dispersion du compresseur par interférométrie Michelson (illustration adaptée à partir de [14]). (b) Loi de dispersion des grisms et des TGC.	140
6.13	Caractérisation des impulsions après les grismes: (a) phase et amplitude spectrales, (b) intensité temporelle, (c) profil spatial en champ lointain et (d) dérive lente de la CEP du laser avec boucle de rétro-action sur l'oscillateur (mesure tir à tir moyennée sur 20 tirs).	141
6.14	Mesure qualitative de l'intégrale B accumulée dans l'étage d'amplification pour chaque compresseur. Spectres des impulsions amplifiées pour (a) les grismes et (b) les TGC sans trou spectral (ligne pleine) et avec un trou de 5 nm de large et de profondeur initiale 100% introduite par le Dazzler (ligne pointillée).	142
6.15	Observation de la fluorescence du faisceau laser à la traversée de l'étireur "billard" (design : Fastlite, coupe et traitement : Fichou).	144
6.16	Photographie des grismes dans la configuration "dépliée": la position et la dimensions des optiques sont figurées en blanc.	145
6.17	Schéma de l'amplificateur confocal 6 passages. Lv1 à Lv3 : lentilles de mise en forme du faisceau de pompe; MC1/MC2 : miroirs confocaux; M1/M2 miroirs d'injection; Lr1/Lr2 : lentilles de mise en forme du faisceau infra-rouge avant le passage 5; Prism : prélèvement pour éjection; A et B: masques de filtrage spatial; AA et BB : représentation de la position des différents passages (P1 à P6) sur les masques A et B.	147
6.18	Mesure sur 1 h de la stabilité en énergie et de la stabilité de la CEP du double-CPA avec stabilisation par une boucle de rétro-action sur la pompe de l'oscillateur.	149
6.19	Logiciel Dazzler: paramètres de phase et d'amplitude pour la compression des impulsions issues du deuxième CPA à 22 fs.	151

6.20	(a) Spectres en sortie d'XPW (zone grisée), en entrée de booster après mise en forme Dazzler (en bleu) et en sortie de booster (en rouge). (b) Mesure SRSI du profil de l'impulsion et de la phase temporelle. (c) Profil spatial en champ lointain (foyer d'une lentille de focale 1 m).	151
6.21	Mesure FROG des impulsions comprimées à 22,5 fs après XPW. (a) Trace FROG originale. (b) Trace FROG reconstruite. (c) Spectre et phase spectrale reconstruits avec fit polynomial (ordre 6) de la phase spectrale ($\phi^{(2)} = 150 fs^2$, $\phi^{(3)} = 2620 fs^3$, $\phi^{(4)} = -19,7 \times 10^3 fs^4$). (d) Impulsion et phase temporelle reconstruites.	152
6.22	Comparaison du contraste incohérent (a) et cohérent (b) de la chaîne laser actuelle et de l'ancienne chaîne de la Salle Noire. Pré-impulsions dues à l'appareil de mesure : pics parasites à -24 ps et -12 ps et rebond dans un filtre à 400 nm de la voie 2ω à -5 ps.	152

Liste des tableaux

3.1	Expression des coefficients γ_i pour les orientations cristallographiques z [001] et h [011]. $D = 1-7\sigma/16+(3\sigma/16)\cos(4\beta)$. β_0 représente les angles pour lesquels l'effet XPW est annihilé.	40
3.2	Propriétés du BaF ₂ et du Diamant-CVD (*: valeurs déterminées lors de nos expériences)	46
5.1	Caractéristiques des différents cristaux XPW à 2,1 μm	101
5.2	Caractéristiques des sources laser utilisées pour les expériences. La longueur d'onde centrale est de l'ordre de 800 nm. *Thales Alpha 100	114
5.3	Performances du filtre XPW pour les quatre différentes chaînes utilisées. Le facteur de raccourcissement de la durée (TS = temporal shortening) s'obtient par le ratio de la durée d'impulsion du laser par la durée de l'impulsion XPW. On utilise les valeurs calculées par transformée de Fourier à partir des spectres mesurés (cf. Fig. 5.15 dans la section suivante). Les pertes par réflexion, bien que n'étant pas reportées dans le tableau, sont à l'origine de la différence entre le rapport des énergies et le produit des transmissions.	116

Développement d'une source laser ultra-brève, stabilisée en phase et à haut contraste, pour l'optique relativiste haute cadence

L'interaction laser-plasma à très haute intensité ($I \gg 10^{15} \text{ W/cm}^2$) avec des impulsions ultra-courtes ($\Delta t \ll 100 \text{ fs}$) est un domaine en plein essor car il offre l'opportunité d'étudier des phénomènes physiques toujours plus brefs, regroupés sous l'appellation « *science attoseconde* ». L'interaction laser-plasma promet aussi l'avènement de nouvelles sources pour la génération de faisceaux de particules et de rayonnement X très énergétiques. Notre démarche se concentre sur la génération d'impulsions attosecondes sur miroir plasma à partir d'impulsions de quelques cycles optiques ($\approx 5 \text{ fs}$ à 800 nm), à haut taux de répétition (1 kHz) et avec un contrôle fin des paramètres laser. La génération et le contrôle temporel et spatial de l'émission d'harmoniques d'ordres élevés dans le régime non-relativiste ont récemment été démontrés par le groupe. L'objectif suivant est d'atteindre le régime relativiste, qui nécessite une intensité sur cible plus élevée.

Ce travail de thèse s'inscrit donc dans la logique d'améliorer les performances de la chaîne existante en termes d'énergie et de contraste temporel, tout en préservant les autres paramètres clés. Pour répondre à ces défis, l'objectif a été de mettre au point une architecture laser basée sur l'amplification à dérive de fréquence (CPA) délivrant des impulsions de 5 mJ , 5 fs à 1 kHz , avec un contraste temporel $C = 10^{11}$ et une phase absolue (CEP) stabilisée à 200 mrad rms . La problématique de l'amélioration du contraste par la technique de génération de polarisation croisée (XPW) occupe une place centrale dans ce mémoire. Une étude extensive du mécanisme XPW a été menée. Elle a permis de confronter résultats expérimentaux et développements théoriques dans les régimes dits « *extrêmes* » tels que la génération à très haut rendement et le filtrage d'impulsions de quelques cycles optiques. En outre, un nouveau schéma de filtrage adaptable sur une large gamme d'énergie (de $100 \mu\text{J}$ à 10 mJ) et efficace (20%) a été réalisé. La compression des impulsions d'un facteur supérieur à deux avec ce schéma a également été démontrée. La nouvelle chaîne laser inclut un tel filtre dans une configuration en double CPA dont les performances finales visées sont les suivantes : 10 mJ , 20 fs , $C = 10^{11}$ et $\text{CEP} = 200 \text{ mrad rms}$. Le schéma d'étirement/compression a fait l'objet d'une étude détaillée pour permettre un étirement élevé (50 ps) tout en restant compact pour préserver la stabilité CEP. La configuration adoptée consiste en un étireur verre, un filtre acousto-optique dispersif programmable et un compresseur "grismes". Le mémoire présente enfin les perspectives de post-compression dans une fibre creuse remplie d'un gaz rare pour obtenir des impulsions de 5 mJ , 5 fs , $C = 10^{11}$, $\text{CEP} = 200 \text{ mrad rms}$ à 1 kHz .

Development of an ultra-short, carrier-to-envelope phase-stable, high-contrast laser source for high repetition rate relativistic optics

Laser-plasma interaction at high intensities ($I \gg 10^{15} \text{ W/cm}^2$) with ultra-short pulses ($\Delta t \ll 100 \text{ fs}$) is a booming research domain as it offers the opportunity to study increasingly short phenomena, comprised under the trivial name « *attosecond science* ». Laser-plasma interaction also bears the promise to achieve new light sources for the generation of energetic particle beams and X-rays. Our approach focuses on the generation of attosecond pulses from plasma mirrors using few-cycle laser pulses ($\approx 5 \text{ fs}$ at 800 nm) at high repetition rate (1 kHz) and with fine control of laser parameters. The generation and spatio-temporal control of high-order harmonics emission in the non-relativistic regime has recently been demonstrated by our group. The following objective is to reach the relativistic regime thanks to higher intensities on target.

This thesis pursued the goals of improving the existing laser chain performances in terms of energy and temporal contrast, while preserving, at least, all the other key parameters. Meeting these requirements was achieved while developing a laser architecture based on chirped-pulse amplification (CPA) delivering 5 mJ , 5 fs pulses at 1 kHz , with a temporal contrast $C = 10^{11}$ and an absolute phase (CEP) stabilized down to 200 mrad rms . Contrast improvement by cross-polarized wave (XPW) generation is at the centre of this dissertation. An extensive study of the mechanism was carried out. It allowed to confront experimental results and theoretical developments in « *extremes* » regimes such as the generation at very high efficiency and few-cycle pulse filtering. Besides, a new energy-scalable scheme was proposed to filter efficiently (20%) a wide range of pulse energies (from $100 \mu\text{J}$ to 10 mJ). Pulse compression by a factor larger than two was also demonstrated. The new laser chain includes such filter in a double-CPA configuration delivering pulses of 10 mJ , 20 fs , $C = 10^{11}$ and $\text{CEP} = 200 \text{ mrad rms}$. A detailed study was carried out to develop a new stretcher/compressor scheme achieving highly stretched pulses (50 ps) while remaining compact to preserve CEP stability. The chosen configuration consists of a bulk stretcher, an acousto-optic programmable dispersive filter and a grisms compressor. The manuscript finally presents the perspectives of post-compression in a rare-gas filled hollow-core fibre in order to achieve pulses of 5 mJ , 5 fs , $C = 10^{11}$, $\text{CEP} = 200 \text{ mrad rms}$ at 1 kHz .