HAL
open science

Développement de dispositifs de diagnostics ultra-haute dynamique mono-coup avec une grande excursion temporelle et caractérisation spatio-temporelle au foyer de lasers femtosecondes ultra intenses

Jean-Baptiste Margoto

To cite this version:

Jean-Baptiste Margoto. Développement de dispositifs de diagnostics ultra-haute dynamique mono-coup avec une grande excursion temporelle et caractérisation spatio-temporelle au foyer de lasers femtosecondes ultra intenses. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLX107 . tel-03227492

HAL Id: tel-03227492

https://theses.hal.science/tel-03227492

Submitted on 17 May 2021

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.

NNT : 2019SACLX107

Développement de dispositifs de diagnostics ultra-haute dynamique mono-coup avec une grande excursion temporelle et caractérisation spatio-temporelle au foyer de lasers femtosecondes ultra intenses

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l' Ecole Polytechnique

École doctorale n°572 Ondes et Matières (EDOM)
Spécialité de doctorat : Optique et photonique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 19 décembre 2019, par

JEAN-BAPTISTE MARGOTO

Composition du Jury :

Manuel Joffre Directeur de recherche, Ecole Polytechnique (LOB)	Examinateur
Edouard Hertz Maitre de conférences, Université de Bourgogne (LCB)	Rapporteur
Eric Cormier Professeur, Institut d'optique Aquitaine (LP2N)	Rapporteur
Dimitris Papadopoulos Ingénieur de recherche, Ecole Polytechnique (LULI)	Président du Jury
Fabien Quéré Directeur de recherche, CEA (LIDYL)	Examinateur
Rodrigo Lopez-Martens Chargé de recherche, ENSTA (LOA)	Co-directeur de thèse
Thomas Oksenhendler Ingénieur de recherche, Iteox	Invité

Thèse de doctorat

Remerciements

Dans un premier temps, j'aimerais remercier Manuel Joffre, Fabien Quéré, Dimitris Papadopoulos et plus particulièrement les rapporteurs Eric Cormier et Edouard Hertz pour prendre le temps de s'intéresser à mon travail et de relire en détail ce manuscrit. Ce fut un plaisir et un honneur d'avoir ces discussions approfondies sur mon travail de thèse.

Ensuite, j'aimerais remercier mon encadrant de thèse Thomas Oksenhendler coté Iteox. L'aventure a commencé un soir pluvieux et brumeux de novembre au bâtiment 503 sur le plateau du Moulon. Cela n'était pas très engageant mais tu as su me convaincre de me lancer dans cette thèse. Ce fut un plaisir de discuter technique avec toi mais je retiendrai surtout ta capacité à me recentrer en réorganisant les choses lorsque j'explorais des solutions dans toutes les directions.

Coté LOA, je remercie également mon directeur de thèse Antoine Rousse pour avoir accepté de superviser ma thèse. Je remercie plus particulièrement mon encadrant de tous les jours : Rodrigo Lopez-Martens. En tant que responsable du groupe PCO, tu m'as su m'offrir la liberté, tous les moyens dont j'avais besoin pour mes travaux ainsi que des opportunités de travailler avec d'autres partenaires internationaux. Par ailleurs, ton humour a permis de grandement contribuer à la bonne ambiance dans la vie de tous les jours du groupe.

Une bonne ambiance qui est une caractéristique intrinsèque au LOA puisque j'y ai passé 4 années géniales. Notamment avec la contribution du groupe APPLI avec lequel on partage la vie en laboratoire et en dehors également. C'est pourquoi je remercie tous les membres des groupes PCO et APPLI sans ordre particulier : Stefan, Marie, Louis, Jasmin, Frederik, Maimouna, Dominykas, Geoffrey, Jérôme, Aline, Davide, Diego, Benoit, Maxence, Lucas et Julius. Je remercie plus particulièrement Magali, Zhao et Jean-Philippe avec qui j'ai le plus travaillé en salle laser. Je n'oublie pas également le personnel du secrétariat et de l'atelier de mécanique qui nous facilitent la vie au laboratoire pour les premiers et contribuent à nos travaux avec rapidité et pertinence pour les seconds.

J'aimerais plus particulièrement remercier Neil et Isabel, doctorants et également amis. Nos pauses de l'après-midi dehors étaient incroyablement rafraichissantes en sortant du labo. Isa, gracias por tu buen humor, tu sentido de iniciativa y las lecciones de español. Neil, merci pour tous ces moments autour des échecs, du football et d'une bière.

Enfin, tout ceci n'aurait pas été possible sans le soutien de mes parents et du reste de ma famille depuis près de 29 ans (Clara, Gabriel, mes grands-parents que j'embrasse et tous les cousins coté Grenoble et dans le Finistère). Cela n'aurait pas été possible sans votre aide depuis toutes ces années.

Enfin, je remercie Céline pour son soutien dans la vie de tous les jours.

Table des matières

1 Etat de l'art de la caractérisation d'un laser femtoseconde de haute-intensité 8

1.1 Formalisme d'une impulsion femtoseconde . . . 9

1.1.1 Espace temps/pulsation . . . 9

1.1.2 Domaines champ proche/champ lointain . . . 13

1.2 Les couplages spatio-temporels . . . 15

1.2.1 Description du champ électrique avec des couplages . . . 15

1.2.2 Les couplages spatio-spectraux d'amplitude . . . 19

1.2.3 Les couplages spatio-spectraux de phase . . . 20

1.2.4 Conclusion . . . 23

1.3 Les techniques de caractérisation spatio-temporelle . . . 25

1.3.1 Les techniques à balayage . . . 25

1.3.2 Les techniques mono-coup . . . 25

1.3.3 Conclusion . . . 27

1.4 Méthodes de mesure du contraste temporel . . . 28

1.4.1 Les autocorrélateurs du troisième ordre . . . 28

1.4.2 Techniques de mesure mono-coup . . . 29

1.4.3 Conclusion sur les méthodes de mesure du contraste temporel . . . 30

2 Filtrage non-linéaire par effet XPW d'impulsions femtosecondes 31

2.1 Filtrage spectral par effet XPW . . . 33

2.1.1 Contexte de l'étude . . . 33

2.1.2 Phase spectrale purement quadratique . . . 35

2.1.3 Ordres supérieurs de phase spectrale . . . 38

2.1.4 Conclusion sur le filtrage spectral par l'effet XPW . . . 39

2.2 Filtrage spatial par effet XPW . . . 40

2.2.1 Symétrie avec le filtrage spectral . . . 40

2.2.2 Cas des faisceaux dits top-hat . . . 41

2.2.3 Conclusion sur le filtrage spatial par effet XPW . . . 41

2.3 Filtrage spatio-temporel par effet XPW . . . 43

2.3.1 Filtrage de la WFD . . . 43

2.3.2 Filtrage de la TGDD . . . 49

2.3.3 Pulse-front curvature . . . 54

3 CROISSANT : nouveau diagnostic mono-coup de couplages spatio-temporels par effet XPW 59

3.1 Détection de la WFD . . . 60

3.1.1 Génération de SPC sur l'impulsion XPW . . . 60

3.1.2 Seuil de détection du SPC . . . 65

3.1.3 Méthode de calcul de la WFD . . . 67

3.1.4 Conclusion sur le diagnostic de la WFD . . . 69

3.2 Détection de la TGDD . . . 70

3.2.1 TGDD seule . . . 70

3.2.2 TGDD combinée à de la WFD . . . 75

3.2.3 Conclusion sur le diagnostic de la TGDD . . . 77

3.3 Détection du PFC . . . 78

3.3.1 Effets du PFC sur l'impulsion XPW . . . 78
3.3.2 Seuil de détection du PFC . . . 78
3.3.3 Conclusion sur le filtrage du PFC par effet XPW . . . 78

4 SRSI-ETE **81**
4.1 Principe de la technique . . . 81
4.1.1 Montage expérimental . . . 82
4.1.2 Description théorique . . . 83
4.2 Robustesse de l'algorithme de reconstruction par simulation numérique . . . 88
4.2.1 Robustesse au profil spatial . . . 88
4.2.2 Reconstruction de couplages en présence d'autres distorsions . . . 88
4.2.3 Conclusion sur la robustesse de l'algorithme . . . 90
4.3 Mesure du contraste temporel . . . 90
4.3.1 Extraction du contraste des données brutes . . . 91
4.3.2 Robustesse de la mesure . . . 91
4.3.3 Conclusion . . . 92
4.4 Paramètres de mesure et choix technologique . . . 94
4.4.1 Spectro-imageur . . . 94
4.4.2 Caméra . . . 95

5 Mesure expérimentale du contraste temporel par la technique SRSI-ETE et comparaison avec le TOUNDRA **97**
5.1 Influence de paramètres sur la mesure du contraste . . . 98
5.1.1 Analyse de la TF2D d'un interférogramme . . . 98
5.1.2 Influence de l'angle . . . 104
5.1.3 Insensibilité à la phase spectrale . . . 106
5.1.4 Choix du réseau de diffraction . . . 107
5.1.5 Conclusion sur l'influence des différents paramètres sur la mesure du contraste 108
5.2 Mesure sur l'amplificateur de la salle noire 3.0 . . . 109
5.2.1 Comparaison avec le TOUNDRA . . . 109
5.2.2 Génération de pré-impulsions à partir de post-impulsions dans un amplificateur CPA . . . 114

6 Comparaison expérimentale de SRSI-ETE et CROISSANT **115**
6.1 Mesures expérimentales SRSI-ETE . . . 115
6.1.1 Traitement de données . . . 115
6.1.2 De l'importance du recouvrement du spectre fondamental par le spectre XPW . . . 118
6.1.3 Mesure de pulse-front tilt par la technique SRSI-ETE . . . 118
6.1.4 Conclusion sur les mesures expérimentales par la technique SRSI-ETE . . . 121
6.2 Diagnostic mono-coup par effet XPW . . . 122
6.2.1 Mesure d'une impulsion passant par un prisme biseauté . . . 122
6.2.2 Mesure en sortie d'amplificateur CPA . . . 127
6.3 Conclusion et comparaison des 2 techniques de caractérisation spatio-temporelle présentées . . . 132
6.3.1 Principe des techniques . . . 132
6.3.2 Traitement de données . . . 133
6.3.3 Performances de mesure . . . 133

A Calcul de la TGDD introduite par un prisme **136**

Liste d'acronymes

CPA : *Chirped pulse amplification*, amplification par dérive de fréquence

CROISSANT : *Consistent and Reliable Optical diagnosis by Imaging the Spatio-Spectral Amplitude couplings of a Nonlinear Third order effect*, Diagnostic optique cohérent et fiable en imageant les couplages spatio-spectraux d'amplitude d'un effet non-linéaire du troisième ordre

CSS : Couplages spatio-spectraux

CST : Couplages spatio-temporels

FST : Filtrage spatio-temporel

LOA : Laboratoire d'optique appliquée

LTF : Limitée par transformée de Fourier

OPCPA : *Optical parametric chirped-pulse amplification*, amplification paramétrique optique par dérive de fréquence

PCO : Physique du cycle optique

PFC : *Pulse-front curvature*, Courbure du front d'impulsion

PFT : *Pulse-front tilt*, inclinaison du front d'impulsion

RSB : Rapport signal sur bruit

SHG : *Second harmonic generation* génération de deuxième harmonique

SPC : *Spatial Chirp*, pépiement spatial

SRSI-ETE : *Self-Referenced Spectral Interferometry at extended temporal excursion*, Interférométrie spectrale auto-référencée à excursion temporelle étendue

STF : Spectroscopie par transformée de Fourier

TF/TF^{-1}/TF2D : Transformée de Fourier / inverse : 2D

TGDD : *Transverse group delay dispersion*, dispersion transverse du délai de groupe

THG : *Third harmonic generation* génération de deuxième harmonique

VSBS : Variation spatiale de la largeur de bande spectrale

WFD : *Wave-front tilt dispersion*, dispersion de l'inclinaison du front d'onde

XPW : *Cross-polarized wave generation* génération d'onde polarisée croisée

Introduction

Le développement technologique des lasers des soixante-dix dernières années a permis à la communauté scientifique d'étudier la matière sur des durées toujours plus courtes. La figure 1 représente les différents phénomènes physiques observables à chaque échelle de temps. La durée d'impulsion est ainsi passée de la milliseconde (10^{-3}s) à la femtoseconde (10^{-15}s) en quelques décennies. Ces lasers ont pu alors être utilisés dans des expériences pompe-sonde dans des domaines comme la femtochimie, ou dans notre cas au Laboratoire d'optique appliquée (LOA), l'interaction laser-plasma.

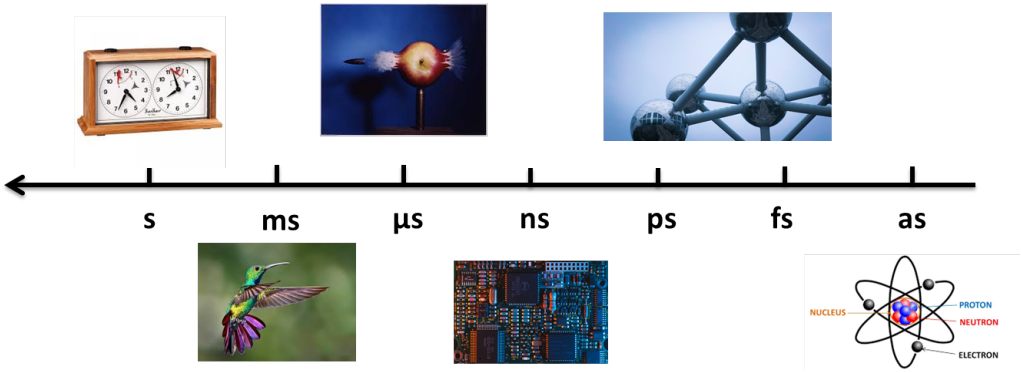


FIGURE 1: Echelle de temps des durées de phénomènes physiques. Les pictogrammes viennent de plusieurs sources[1].

Le plasma est un état de la matière qui apparait à très haute température (∼2000 K) où une partie des électrons ne sont plus liées aux atomes et circulent librement. Cet état apparait lorsqu'un faisceau laser de très haute puissance (laser >1 TW soit 10^{12}W) est focalisé sur de la matière (gaz, solide,..). Les phénomènes physiques générés par cette interaction dépendent fortement de la puissance du laser qui définit le régime d'interaction laser-plasma. Le problème des laseristes est de savoir comment garantir une certaine puissance au foyer d'un laser ultraintense. De tels lasers engendrent des champs électriques extrêmes posant des problèmes nouveaux aux experts de la métrologie.

D'une part, la durée d'impulsion est extremement courte et l'électronique classique n'a pas la résolution temporelle pour mesurer une telle impulsion. D'autre part, une mesure au foyer d'un tel laser endommagerait tout type de détecteur. La mesure de la puissance est donc difficilement accessible.

Les oscillateurs femtosecondes fournissent déjà des impulsions de quelques femtosecondes mais celles-ci n'ont pas assez d'énergie pour atteindre le TW nécessaire sur cible. Or, amplifier l'énergie de ces impulsions est dangereux pour les optiques qui doivent supporter ces puissances. Le schéma principal d'amplification de ces impulsions laser repose sur la technique l'amplification par dérive de fréquence (Chirped pulse amplification ou CPA en anglais) qui a valu le prix Nobel 2019 à M. Mourou et Mme Strickland [1]. La technique consiste à étirer l'impulsion temporellement pour réduire la puissance du laser, l'amplifier dans un cristal (par exemple Ti :Saph) et enfin recomprimer l'impulsion. L'impulsion laser est mise en forme spatialement et spectrale-

1. Source des pictogrammes : horloge d'échecs, https ://www.hanhart-stoppuhren.com/en/products/quality-electronics/desktop-timers/82/chess-clock. Colibri : hansenlove.over-blog.com. Pomme : Harold EDGERTON. Carte mère : domaine public. Atomium : domaine public. Atome : Denise Granger.

ment tout au long de la chaine et ces opérations peuvent introduire des distorsions sur sa forme spatio-temporelle au foyer. L'étireur et le compresseur utilisés pour la CPA sont connus pour introduire des couplages spatio-temporels. Il s'agit de distorsions des propriétés de l'impulsion (durée, temps d'arrivée, ..) selon une ou plusieurs dimensions. Si on fait une analogie ballistique, on souhaite que l'impulsion soit une bille au foyer mais ces distorsions la transforment en ballon de rubgy ou en boomerang. La puissance au foyer est alors fortement diminuée par ces couplages.

La maitrise de ces distorsions est d'autant plus importante que l'on veut atteindre des puissances de l'ordre de plusieurs PW (10^{15} W) comme pour le projet européen ELI (*Extreme light infrastructure* pour infrastructure de la lumière extrême) ou celui français Apollon. Pour atteindre ces puissances, deux méthodes peuvent être combinées : augmenter l'énergie de l'impulsion (donc le diamètre de l'impulsion pour rester en dessous du seuil de dommage des optiques, jusqu'à 40 cm pour Apollon) et/ou réduire la durée d'impulsion de quelques dizaines de femtosecondes à quelques femtosecondes. A cette durée, le champ électrique n'a le temps d'osciller que quelques fois. Il s'agit du thème de recherche du groupe PCO (physique du cycle optique) que j'ai intégré au LOA pour ma thèse. Plus la durée d'impulsion est courte et plus le diamètre du faisceau est large, plus les couplages spatio-temporels réduisent la puissance du laser au foyer. Caractériser ces couplages est donc primordial.

Le groupe PCO utilise son laser ultraintense (3 fs, 2,5 mJ au taux de répétition de 1 kHz) sur une cible solide pour observer les phénomènes liés au miroir-plasma [2]-[7], à la génération d'harmoniques élevées [8]-[11] ou encore au phare attoseconde[12]-[15]. Les interactions laser-matière nécessitent un contrôle extrême de l'énergie du laser devant l'impulsion. En effet, les cibles solides commencent à s'ioniser à partir d'une puissance surfacique de 10^9W/cm^2. La puissance surfacique du laser TW utilisé par la groupe PCO est de $\sim 10^{19}$W/cm^2 et celle des lasers PW atteint donc $\sim 10^{21}$W/cm^2. Cela signifie que l'impulsion doit être propre sur 12 ordres de grandeur et quelques dizaines de picosecondes avant le pic principal de l'impulsion. La figure 2 représente le niveau de propreté que cela représenterait de nettoyer la tour Eiffel à ce niveau.

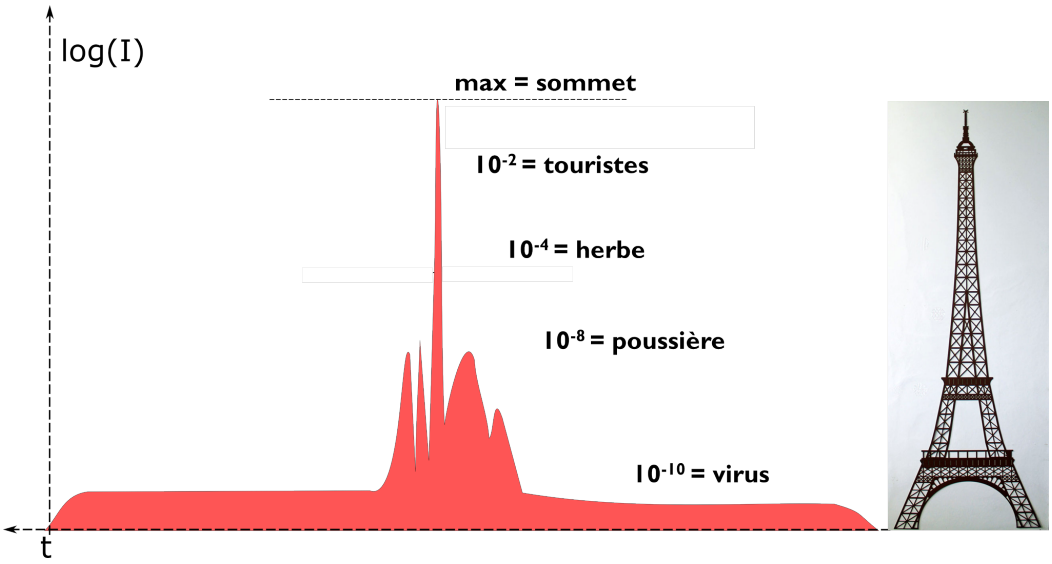


FIGURE 2: Analogie du nettoyage du contraste nécessaire pour un laser ultraintense.

Ma thèse se déroule dans le cadre de la coopération entre la société Iteox et le LOA. Le but est de développer un appareil de mesure qui permette de caractériser la forme spatio-temporelle du laser au foyer. Cet appareil devrait respecter plusieurs spécifications précises :

— Donner la possibilité de rétroagir lors de la mesure et l'identification de distorsions sur la chaine laser.
— Fournir un critère d'évaluation de la qualité de la mesure.
— Pouvoir mesurer des impulsions ultrabrèves (3-30 fs), caractériser leur forme spatio-temporelle et leur contraste.

Ma thèse s'est concentrée sur la technique SRSI-ETE [16] (*Self-Referenced Spectral Interferometry extended time excursion*). Celle-ci a été développée au sein de la société Iteox et a permis de mesurer le contraste temporel d'un laser PW en mono-coup. D'autre part, la technique a mesuré

de l'information spatio-temporelle sur le laser sans la caractériser complètement. Cette technique est dérivée de la technique SRSI [17] qui utilise un algorithme simple de reconstruction de la forme temporelle de l'impulsion. SRSI-ETE est donc l'extension de cette technique en introduisant la mesure d'une dimension spatiale en utilisant un spectromètre-imageur. Mon travail de thèse vis-à-vis de cette technique a été double :

— Etudier la robustesse et l'influence des paramètres sur la mesure du contraste temporel de l'impulsion
— Aller aux limites technologiques au niveau de la dynamique, de l'excursion temporelle de la mesure du contraste
— Adapter l'algorithme pour pouvoir reconstruire la forme spatio-temporelle de l'impulsion

Le premier chapitre permet d'introduire les grandeurs de l'impulsion femtoseconde que l'on va mesurer : durée, forme spatio-temporelle, contraste, .. J'y introduis un formalisme qui va être réutilisé tout au long du manuscrit et qui permet de simplifier la compréhension des couplages spatio-temporels.

Le deuxième chapitre étudie l'utilisation du filtrage non-linéaire d'une impulsion femtoseconde par l'effet non-linéaire de génération d'onde polarisée croisée (*cross-polarized wave generation* ou XPW en anglais). La réduction des distorsions spatio-temporelles par le filtrage y est mise en évidence en relation avec l'algorithme de reconstruction de SRSI-ETE.

Le troisième chapitre présente une nouvelle technique de diagnostic de couplages spatio-temporels : CROISSANT pour *Consistent and Reliable Optical diagnosis by Imaging the Spatio-Spectral Amplitude couplings of a Nonlinear Third order effect*. Celle-ci s'appuie sur l'observation de l'intensité spatio-spectrale de l'impulsion générée par l'effet XPW. Des méthodes de diagnostic et d'identification des distorsions spatio-temporelles les plus communes sont détaillées. La sensibilité de ces méthodes est ensuite estimée.

Le quatrième chapitre présente la technique SRSI-ETE permettant à la fois la caractérisation spatio-temporelle d'une impulsion ainsi que la mesure de son contraste temporel. Je décris le principe de la technique, la robustesse de l'algorithme de reconstruction utilisé et les performances de mesure que l'on peut espérer.

Le cinquième chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus avec la technique SRSI-ETE sur le contraste temporel d'une impulsion en sortie de compresseur d'un amplificateur Ti :Saph. J'en présente les performances en le comparant avec un appareil commercial éprouvé.

Enfin, le sixième chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus avec les techniques SRSI-ETE et CROISSANT. Une comparaison des deux techniques présentées dans ce manuscrit est réalisée sur différents niveaux : montage, traitement de données et performances.

Chapitre 1

Etat de l'art de la caractérisation d'un laser femtoseconde de haute-intensité

Introduction à la caractérisation d'impulsions femtosecondes de haute intensité

Le but de ma thèse est donc de développer un instrument de mesure pour vérifier qu'il n'y ait pas de pré-ionisation de la cible et pour garantir que l'intensité au foyer corresponde aux attentes des expérimentateurs. Les impulsions laser ultracourtes pour atteindre de très hautes intensités sur cible sont caractérisées par des durées très courtes allant de quelques femtosecondes à une centaine de femtosecondes. En effet, la puissance sur cible par unités de surface P_{cible} d'une impulsion laser d'énergie E, de durée Δt et de diamètre au foyer D répond à la formule suivante :

$$P_{cible} \propto \frac{E}{\Delta t D^2}. \tag{1.0.1}$$

Plus l'impulsion laser est courte et plus la tache focale est petite, plus on atteint une forte puissance surfacique. L'estimation de Δt et D est critique pour connaitre le régime d'interaction laser-matière. Augmenter P_{cible} seulement par l'énergie du laser a un coût. Une centaine de joules coûtent ainsi environ 1 million d'euros alors que 1 MJ coûte plutôt de l'ordre d'1 milliard d'euros. Ainsi atteindre de plus fortes puissances surfaciques sera plus accessible en réduisant la durée d'impulsion ou la taille de la tâche focale.

Entre les infrastructures couteuses et la nécessité des physiciens et ingénieurs laser à connaître la puissance surfacique pour connaitre le régime d'interaction laser-matière ou laser-plasma, les raisons de caractériser P_{cible} ne manquent pas. Caractériser cette puissance revient donc à déterminer la durée d'impulsion et la taille de la tache focale. Ces deux mesures sont particulièrement difficiles. Les capteurs type photodiode ou 'streak camera' n'ont pas la résolution temporelle nécessaire pour mesurer précisemment la durée de l'intensité du champ électrique. D'autre part, imager sans distorsions la tache focale est aussi un challenge en soi. De plus, les couplages spatio-temporels (CST) peuvent apparaitre sur la chaine laser suite à des alignements imparfaits et réduire la puissance surfacique drastiquement. Ces couplages affectent d'autant plus les faisceaux à grands diamètres et à courtes durées comme ceux des installations PW. La nécessité de caractériser l'impulsion spatio-temporellement est alors cruciale pour maitriser P_{cible}.

Dans un premier temps, je vais rappeler quelques définitions sur la description du champ électrique des impulsions femtosecondes. Puis, je montrerai que les couplages spatio-temporels viennent complexifier les notions de durée temporelle et de taille de tache focale et que leur caractérisation est donc impérative.

1.1 Formalisme d'une impulsion femtoseconde

1.1.1 Espace temps/pulsation

Définitions

Les notations des phénomènes optiques et physiques décrits dans cette partie s'inspirent de différentes sources [18]-[20]. Une impulsion laser femtoseconde se décrit par la partie réelle de son champ électrique E(t) qui peut être décomposée en ondes monochromatiques :

$$E\left(t\right)=\frac{1}{2\pi}\int\tilde{E}\left(\omega\right)\exp\left[i\omega t\right]d\omega. \tag{1.1.1}$$

Comme E(t) est réel, $\tilde{E}\left(\omega\right)$ est à symétrie hermitienne. Ainsi, la partie pulsation positive des composantes spectrales est suffisante pour une caractérisation complète de l'impulsion. Cette partie est définie comme suit :

$$\tilde{E}^{+}\left(\omega\right)=\left\{\begin{array}{ccc}\tilde{E}\left(\omega\right) & \text{pour} & \omega>0.\\ 0 & \text{pour} & \omega=0.\end{array}\right. \tag{1.1.2}$$

La fonction temporelle à valeur complexe ne contient que le segment de pulsation positive du spectre et est la transformée inverse de Fourier [21] de $\tilde{E}^{+}\left(\omega\right)$ et inversement :

$$\begin{array}{l}E^{+}\left(t\right)=\frac{1}{2\pi}\int\tilde{E}^{+}\left(\omega\right)\exp\left[i\omega t\right]d\omega=FT^{-1}\left[\tilde{E}^{+}\left(\omega\right)\right],\\ \tilde{E}^{+}\left(\omega\right)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int E^{+}\left(t\right)\exp\left[-i\omega t\right]dt=FT\left[E^{+}\left(t\right)\right].\end{array} \tag{1.1.3}$$

La partie complexe à pulsation positive peut être décomposée en amplitude et en phase :

$$\begin{array}{l}\tilde{E}^{+}\left(\omega\right)=\left|\tilde{E}^{+}\left(\omega\right)\right|e^{-i\phi(\omega)}=\sqrt{\frac{\pi I(\omega)}{\epsilon_0 cn}}e^{-i\phi(\omega)}\\ E^{+}\left(t\right)=\left|E^{+}\left(t\right)\right|e^{-i\Phi(t)}=\sqrt{\frac{I(t)}{2\epsilon_0 cn}}e^{-i\Phi(t)}\end{array}, \tag{1.1.4}$$

où I(t) est l'intensité temporelle et I(ω) l'intensité spectrale proportionnelle à la densité du spectre de puissance (DSP), la grandeur connue et mesurée avec un spectromètre.

Il existe une variété de formes d'impulsions analytiques où les expressions dans les deux domaines restent analytiques. Parmi celles-ci, les impulsions gaussiennes sont spécifiques parce que ses formes restent gaussiennes dans les deux domaines même avec un chirp pur, et que toute puissance d'une gaussienne est toujours gaussienne. Considérons une telle impulsion parfaitement comprimée :

$$E\left(t\right)=\exp\left(\frac{-t^2}{\tau^2}\right), \tag{1.1.5}$$

où τ est la durée d'impulsion. On utilise plus généralement Δt_{FWHM}, la durée à mi-hauteur définie comme ceci :

$$\Delta t_{FWHM}=\tau\sqrt{2\ln 2}. \tag{1.1.6}$$

Dans le domaine spectral, les mêmes quantités peuvent être définies :

$$E\left(\omega\right)=\exp\left(\frac{-\left(\omega-\omega_0\right)^2}{\Delta\omega^2}\right), \tag{1.1.7}$$

où $\Delta\omega$ est la largeur de bande spectrale et $\Delta\Omega$ est la largeur de bande spectrale à mi-hauteur définie de la même manière que Δt_{FWHM}.

Les largeurs statistiques sont appelées durée efficace (rms en anglais pour *root mean square*) et largeur de bande efficace dans ce manuscrit. Celle-ci peut être exprimée sous la forme d'une somme quadratique de deux termes :

$$\sigma_t^2=\int_{-\infty}^{+\infty}t^2|E(t)|^2dt=\int_{-\infty}^{+\infty}|it.E(t)|^2dt=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}|E'(\omega)|^2d\omega \tag{1.1.8}$$

$$=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{d|E(\omega)|}{d\omega}\right)^2d\omega+\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\phi'(\omega)^2|E(\omega)|^2d\omega \tag{1.1.9}$$

$$=\sigma_{t,\phi=0}^2+\Delta t'^2. \tag{1.1.10}$$

Le premier terme est la durée minimale de l'impulsion dite impulsion de transformée de Fourier ou limitée par transformée de Fourier (LTF). Le second terme est lié à la phase spectrale et au retard de groupe par :

$$\Delta t' = \left\langle \left(\frac{\partial \phi}{\partial \omega} - \left\langle \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right\rangle \right)^2 \right\rangle, \tag{1.1.11}$$

où $\frac{\partial \phi}{\partial \omega}$ est le délai de groupe. Cette relation est rigoureuse pour n'importe quelle forme d'impulsion mais seulement pour la durée statistique. La durée statistique est liée à la durée définie préalablement par la formule :

$$\sigma_t = \frac{\tau}{2} \tag{1.1.12}$$

Ce terme $\Delta t'$ rallonge la durée d'impulsion. Celle-ci se trouve au dénominateur de l'équation 1.0.1 donc on a une réduction de la puissance surfacique sur cible. La puissance surfacique sur cible est appelée couramment par abus de langage l'intensité du laser. On parlera donc de perte d'intensité. Dans ce manuscrit, on exprimera la perte d'intensité due à des distorsions par le facteur de réduction d'intensité R_I. Si on considère seulement les distorsions temporelles, ce facteur s'exprime par :

$$R_I = \frac{P_{cible}}{P_{cible,max}}, \tag{1.1.13}$$

$$R_I = \frac{\sigma_{t,\phi=0}}{\sigma_t}. \tag{1.1.14}$$

De la même manière, on définit la largeur de bande spectrale statistique $\sigma_\omega = \frac{\Delta\omega}{2}$. Le produit de largeur de bande-durée d'impulsion défini à partir des durées statistiques vaut :

$$\sigma_t \sigma_\omega \geq \frac{1}{2}. \tag{1.1.15}$$

On a alors :

$$\tau \Delta\omega \geq \alpha, \tag{1.1.16}$$

avec égalité pour les impulsions gaussiennes et alors α vaut 2. Le facteur α dépend de la forme de l'amplitude de l'impulsion (gaussienne, lorentzienne,...). Cette formule permet d'obtenir notamment la largeur spectrale minimale pour obtenir une impulsion femtoseconde donnée. Plus on tend vers une impulsion de quelques cycles optiques ($\leq$ 5fs), plus l'intensité spectrale doit être large ($\geq$200 nm).

Influence de la phase spectrale sur l'intensité temporelle

Lorsque l'on s'intéresse à l'intensité temporelle de l'impulsion, la phase temporelle ne joue pas de rôle. Par contre, la phase spectrale influence la forme temporelle de l'impulsion. La phase spectrale est souvent développée en une série de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 du laser, ici développée jusqu'au 4ème ordre :

$$\begin{aligned} \phi(\omega) = \quad & \phi_0 + (\omega - \omega_0)\tfrac{\partial \phi}{\partial \omega}(\omega_0) + \tfrac{1}{2}\tfrac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \\ & \tfrac{1}{6}\tfrac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \tfrac{1}{24}\tfrac{\partial^4 \phi}{\partial \omega^4}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^4 + ... \end{aligned} \tag{1.1.17}$$

Les coefficients d'ordre n supérieurs ou égal à 2 pourront être notés dans la suite $\phi^{(n\geq 2)}$. Le coefficient de l'ordre 0 décrit la phase absolue dans le domaine temporel. Le terme du premier ordre conduit à une translation temporelle de l'enveloppe de l'impulsion laser dans le domaine temporel. Un délai positif correspond à un déplacement vers des temps plus tardifs. Ces deux termes ne changent pas la structure temporelle de l'impulsion. En effet, seuls les coefficients d'ordres supérieurs sont responsables de ces changements. Le terme de deuxième ordre est la dispersion du délai de groupe, plus communément appelé dispersion ou chirp spectral. Le délai de groupe Δt_g est déterminant pour comprendre l'effet de la phase spectrale. Le délai de groupe est la dérivée de la phase spectrale par rapport à ω. Cette dérivée peut se comprendre en termes du délai de chaque composante spectrale par rapport à une référence t_0. Le terme constant de la phase spectrale est représenté sur la figure 1.1a. L'enveloppe de l'impulsion (courbe bleue) ne

change pas de forme temporelle mais les oscillations de la partie réelle (en rouge $\phi(\omega) = \pi$) est décalée par rapport à la phase spectrale nulle (courbe noire). Pour les ordres supérieurs jusqu'à 4, la dérivée de la phase spectrale vaut :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \omega}(\omega) = \tau + \phi^{(2)}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\phi^{(3)}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\phi^{(4)}(\omega - \omega_0)^3 + .. + \frac{1}{(n-1)!}\phi^{(n)}(\omega - \omega_0)^{n-1}, \quad (1.1.18)$$

où τ est le même délai pour toutes les pulsations ce qui implique aucune modification de la forme temporelle de l'impulsion. La figure 1.1b montre ce décalage avec en bleue l'intensité temporelle de l'impulsion LTF et en rouge celle d'une même impulsion mais avec une phase spectrale linéaire. Par contre on voit que le second ordre introduit un délai linéaire en ω sur la figure 1.1c. Cela signifie que les pulsations arrivent en décalage dans le temps. Si $\phi^{(2)}$ est positif, les longueurs d'onde bleues arrivent au début de l'impulsion alors que les rouges arrivent en queue d'impulsion comme le montre la période des oscillations sur la courbe noire. Et inversement si $\phi^{(2)}$ est négatif. Au niveau de la durée de l'impulsion, on l'a donc étiré, réduisant l'intensité de l'impulsion comme le montre le maximum de la courbe rouge qui est moitié moins que celui de la courbe bleue. Dans ce manuscrit, j'utilise le terme de dispersion seulement pour le terme du second ordre de la phase spectrale. Le troisième ordre rajoute un délai quadratique en fonction de ω. En fonction du signe de $\phi^{(3)}$, le délai additionnel est soit positif soit négatif pour toutes les pulsations rejetant les artefacts sur la forme temporelle uniquement à l'avant ou l'arrière de l'impulsion. La figure 1.1d montre cette asymétrie avec les rebonds sur la courbe rouge dont l'intensité est en échelle logarithmique. Finalement, le quatrième ordre rajoute lui un délai dépendant du cube des pulsations. Cela implique que le quatrième ordre affecte de manière symétrique la forme temporelle de l'impulsion. La figure 1.1e montre ce phénomène qui affecte principalement l'impulsion sur une échelle de plusieurs centaines de femtosecondes. Enfin, la figure 1.1f montre l'importance du contrôle de la phase spectrale. En effet, l'impulsion de la courbe rouge a une phase spectrale aléatoire. Il n'y a plus de pic véritable et l'impulsion est étalée temporellement sur des centaines de femtosecondes. Son énergie est donc dispersée et l'intensité beaucoup plus faible.

Les physiciens cherchent à faire tendre la phase spectrale vers une valeur constante signifiant qu'il n'y a aucun délai entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion. L'intensité de l'impulsion est alors maximale.

A partir de l'ordre 3, l'influence de la phase spectrale change d'échelle temporelle. Pour l'ordre 2, on a vu que cela modifiait la durée d'impulsion et l'intensité maximale de l'impulsion. Cela impacte donc l'impulsion sur une échelle temporelle équivalente à sa durée. Pour les ordres 3 et 4, on a en plus un impact de la phase spectrale sur l'échelle de plusieurs centaines de femtosecondes voire picosecondes. Cette échelle temporelle définit ce qu'on appelle le contraste temporel de l'impulsion.

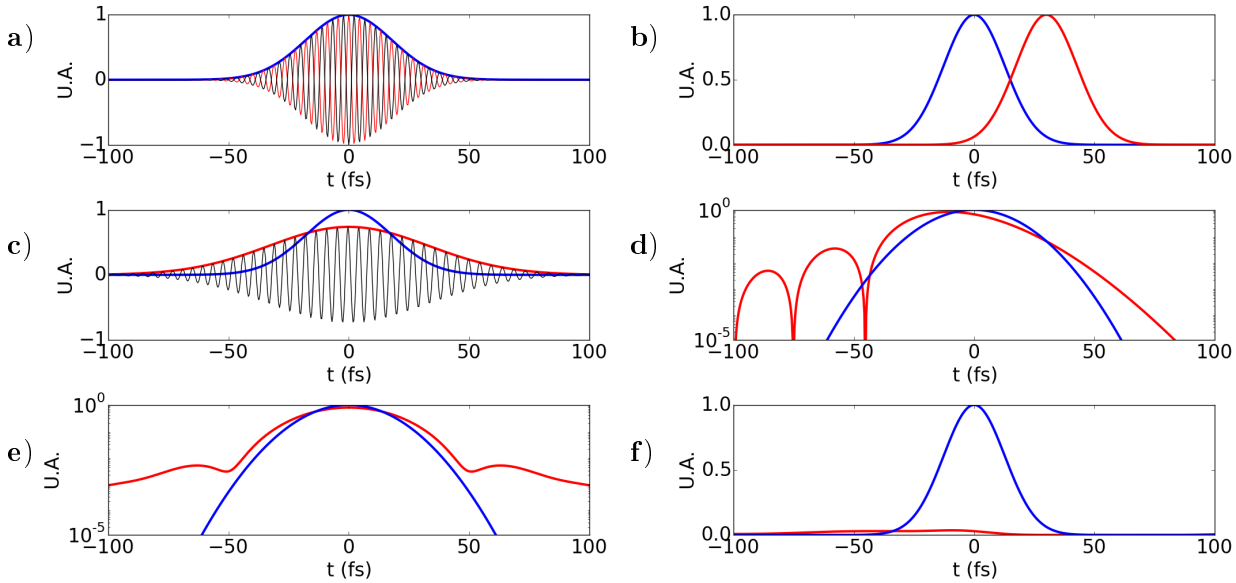


FIGURE 1.1: Influence des différents ordres de la phase spectrale. a) Amplitude (courbe bleue) et partie réelle temporelle d'une impulsion à phase spectrale nulle (courbe noire) et constante valant π (courbe rouge). b) Intensité temporelle d'une impulsion LTF (courbe bleue) et avec une phase spectrale linéaire de pente $\tau = 30fs$ (courbe rouge). c) Amplitude temporelle d'une impulsion LTF (courbe bleue) et avec une phase spectrale quadratique $\phi^{(2)} = 500$ fs^2 (courbe rouge) avec sa partie réelle (courbe noire). d) Intensité temporelle d'une impulsion LTF (courbe bleue) et avec une phase spectrale cubique $\phi^{(3)} = -10^4$ fs^3 (courbe rouge). e) Intensité temporelle d'une impulsion LTF (courbe bleue) et avec une phase spectrale du 4ème ordre $\phi^{(4)} = 3.10^5$ fs^4 (courbe rouge). f) Intensité temporelle d'une impulsion LTF (courbe bleue) et avec une phase spectrale aléatoire.

Contraste temporel

Le profil temporel d'une impulsion femtoseconde ressemble en général à celui représenté sur la figure 1.2. Les impulsions femtosecondes peuvent atteindre des puissances surfaciques êxtremes ($> 10^{19}$ W/cm^2. Les premiers signes d'ionisation d'un matériau apparaissent autour de 10^9 W/cm^2 et le seuil de génération du plasma par un laser est de 10^{13} W/cm^2. Si la partie avant du laser (à gauche du pic principal), contient suffisamment d'énergie, elle va changer la nature de l'interaction entre le pic principal et la matière.

Le piedestal de plusieurs picosecondes autour du pic principal correspond à des imperfections lors de la compression de l'impulsion et il faut donc garantir un contraste de 6 ordres de grandeur pour une impulsion de puissance surfacique de 10^{19} W/cm^2.

Le fond d'émission spontanée amplifiée (*amplified spontaneous emission* ou ASE en anglais) dure quelques nanosecondes et doit lui être garanti 10 ordres de grandeur en-dessous du pic principal.

Conclusion

Le développement d'un appareil de caractérisation temporelle de l'impulsion doit donc pouvoir mesurer 10 ordres de grandeur de l'intensité temporelle (qu'on appelera dynamique de l'appareil) de quelques picosecondes à quelques nanosecondes. Sa résolution temporelle doit pouvoir donner la durée de l'impulsion et donc doit au moins valoir quelques femtosecondes. Si on souhaite effectuer une telle mesure, il faudra donc $10^{-9}/10^{-15} = 10^6$ points de données à obtenir. Ce nombre est évidemment beaucoup trop grand et il faudra donc faire un compromis sur la plage temporelle, la résolution et la dynamique. Actuellement, il y a une séparation entre la mesure du contraste et celle de la durée d'impulsion. Quelques appareils comme le Wizzler [17], le SPIDER [22]-[25] ou le FROG [18], [26], [27] et ses variantes avec une diversité d'effets non-linéaires (PG-FROG [28] pour polarization gate, SHG-FROG [29]-[31], SD-FROG [26] pour

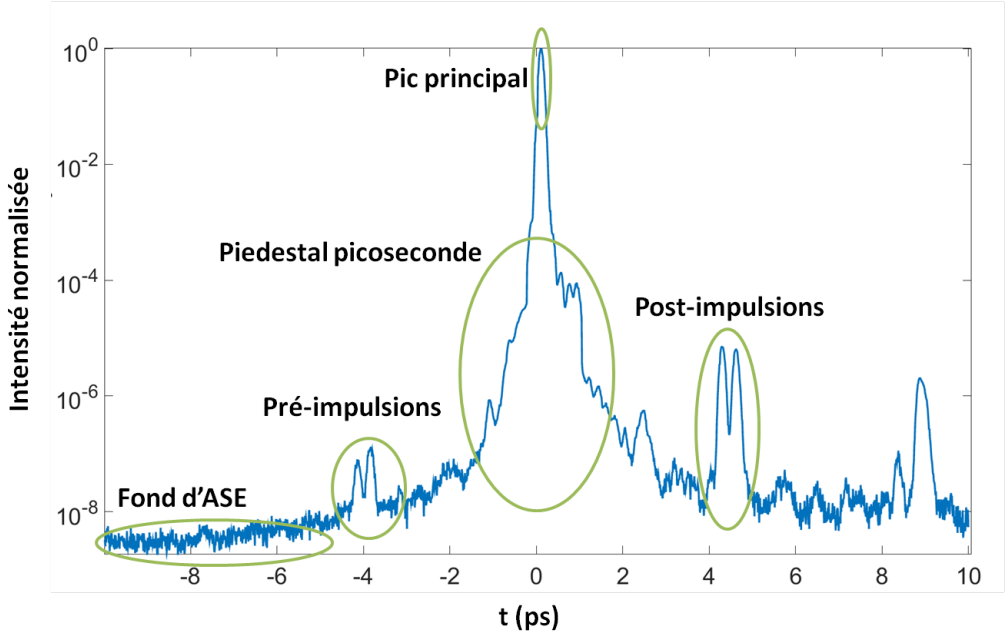


FIGURE 1.2: Profil temporel typique d'une impulsion femtoseconde.

Self-Diffraction, THG-FROG [32], [33], TG-FROG [34] pour Transient-Grating) peuvent donner une mesure de la durée d'impulsion mais avec une dynamique (< 5 ordres de grandeur pour le Wizzler) loin du niveau nécessaire à la caractérisation du contraste temporel d'une impulsion femtoseconde. Un premier article de revue [35] a rescensé les techniques de caractérisation de la durée temporelle de l'impulsion en 2009.

1.1.2 Domaines champ proche/champ lointain

Le but des lasers femtoseconde de haute intensité est d'atteindre des puissances surfaciques extrêmes après focalisation. De telles puissances endommagent tout type de détecteur. Ces impulsions sont donc difficilement mesurables au foyer. On pourrait atténuer l'énergie mais il faudrait pouvoir le faire sans introduire de distorsions sur le faisceau ce que l'on a du mal à faire parfaitement. Une technique de mesure de la tache focale consiste à jouer sur l'équivalence suivante. Focaliser un faisceau consiste à réaliser sa transformée de Fourier à un facteur d'échelle près. Connaître donc l'amplitude spatiale et la phase spatiale avant focalisation permet donc de caractériser la tache focale. La symétrie avec le domaine temporel est alors évidente. Le champ lointain au foyer correspond à l'aspect temporel et le champ proche correspond au domaine spectral. Soit une impulsion se propageant selon l'axe z, les axes x et y sont les dimensions transverses à z. L'axe x est dans le plan horizontal alors que l'axe y pointe vers le haut. Dans la suite, le champ électrique est décrit et exprimé en fonction de la variable x. L'étude est symétrique selon la variable y. On peut définir le champ électrique dans le domaine spatial pour une impulsion gaussienne selon la dimension transverse x :

$$E\left(x\right) = \exp\left(\frac{-\left(x-x_0\right)^2}{\Delta x^2} + i\phi\left(x\right)\right), \tag{1.1.19}$$

où x_0 est le centre du faisceau, Δx est la largeur de faisceau. En pratique, on utilise plus généralement la largeur à $1/\mathrm{e}^2$ définie par :

$$\Delta x_{e^2} = 2\Delta x. \tag{1.1.20}$$

$\phi(x)$ peut aussi être développée en série de Taylor autour de x_0 donnant $\frac{\partial\phi}{\partial x}\left(x_0\right)$ et $\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\left(x_0\right)$ pour le premier et le second ordre représentant respectivement le retard spatial (qui se traduira par un décalage au foyer de la position x_0 du foyer) et la courbure spatiale correspondant à la collimation du faisceau. Cette phase spatiale est plus connue sous le nom de front d'onde. Celui-ci se mesure à l'aide d'un analyseur de Shack-Hartmann ou les interféromètres à décalage latéral à

quatre ondes. Une caméra placée en champ proche sur une partie du faisceau atténuée en énergie permet de mesurer le profil spatial de l'impulsion, c'est-à-dire :

$$I_{mes}(x,y) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y,t)|^2 \, \mathrm{d}t. \tag{1.1.21}$$

Typiquement, sur les lasers de haute puissance le diamètre de faisceau va de quelques millimètres à plusieurs dizaines de centimètres. Il faut donc en général imager le faisceau pour l'adapter à la taille du capteur de la caméra. Il faut alors soit avoir un système d'imagerie parfait soit connaitre les défauts introduits par le système. On a vu l'analogie spatial/temporel et le fait que les variables x et ω sont symétriques dans leur impact sur la forme de l'impulsion au foyer. La figure 1.1 sur l'influence de la phase spectrale est aussi valable pour la phase spatiale si on change ω pour x et t pour k_x (variable réciproque de x et décrivant la dimension spatiale au foyer). En effet, une phase spatiale avec un terme quadratique donnera une tache focale plus étalée que pour un faisceau parfaitement collimaté, etc.

Un bon indicateur de la qualité de la tache focale est le rapport de Strehl R_{Strehl}. Celui-ci est défini par le rapport entre l'intensité au foyer de l'impulsion à mesurer sur le maximum d'intensité de l'impulsion sans aberrations. Le calcul usuel se fait généralement sur le front d'onde du champ en champ proche mais cela revient à calculer l'écart à la meilleure tache focale. Il s'agit donc directement du facteur de réduction d'intensité. Il vaut donc :

$$R_I = \frac{\Delta k_{x,0} \Delta k_{y,0}}{\Delta k_x \Delta k_y}, \tag{1.1.22}$$

où les Δk_x et Δk_y représentent les tailles au foyer selon chaque dimension et l'indice 0 fait référence à une impulsion dont la tâche focale est à la limite de diffraction. Pour faciliter les changements de domaine entre le champ proche et le champ lointain, j'utilise Δk_x et non Δx_f qui est la dimension spatiale au foyer. Toutefois, ceux-ci sont proportionnels et les facteurs se simplifient dans le ratio.

Un appareil de caractérisation de la tache focale mesure donc l'impulsion en champ proche. On peut définir la résolution spatiale nécessaire par analogie avec le domaine temporel. On a ainsi les relations suviantes :

$$\Delta x_f = \frac{f \Delta k}{k_0}, \tag{1.1.23}$$

$$\delta x = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{f \lambda_0}{\Delta x_f}, \tag{1.1.24}$$

$$\Delta X = N \delta x, \tag{1.1.25}$$

où Δx_f représente la fenêtre spatiale sur laquelle on veut observer la tache focale. Δk est la fenêtre en fréquence spatiale correspondant à cette tache focale si le faisceau est focalisé par une optique parfaite de focale f. δx et ΔX sont les paramètres du capteur (résolution et excursion) correspondant à la tache focale si on réalise une TF entre les deux domaines. Leur rapport donne le nombre de points N. k_0 est le vecteur d'onde moyen en λ_0.

La tache focale mesure en général quelques μm^2 mais il est important de vérifier sur une fenêtre plus large qu'on ne perd pas de l'énergie. En effet, les appareils de mesure de l'énergie intègrent selon tout temporellement et spatialement. Les profils spatiaux sont souvent beaucoup moins propres que les profils temporels en termes de contraste et de modulations. Pour caractériser complétement le front d'onde en champ proche, il faudrait réaliser une mesure avec une résolution de l'ordre de λ et ce sur plusieurs centimètres (jusqu'à 40 cm pour Apollon). Avec un analyseur de front d'onde, on récupère la phase spatiale et on en déduit la forme de la tache focale. Au mieux, le nombre de points que l'on peut obtenir avec des caméras haute résolution monte jusqu'à 3.10^7 (30 MPixels). Tant de points pour au final caractériser une tache focale qui mesure quelques micromètres carré. Il y a une forte dilution de l'information qui rend fastidieuse la caractérisation de cette tache focale.

1.2 Les couplages spatio-temporels

On a vu que l'on pouvait définir l'impact de la phase spectrale et de la phase spatiale sur la taille de la tache focale de manière indépendante. Les CST sont des variations définies d'une composante du champ électrique en fonction d'une combinaison d'au moins deux des dimensions (x, y, t ou ω). Ceux-ci modifient alors la forme de l'impulsion dans le temps et l'espace par exemple en modifiant spatialement la durée d'impulsion. L'impulsion a alors une durée d'impulsion dite locale et une durée d'impulsion globale. Les CST affectent donc la tache focale et il faut adapter les grandeurs utilisées pour définir la puissance surfacique sur la cible. Ces couplages peuvent être causés par la plupart des éléments optiques présents sur les chaines laser de haute puissance : prisme, réseaux de diffraction, lentilles, etc. Les CST peuvent affecter l'amplitude ou la phase de l'impulsion dans chaque domaine. Le domaine (x,ω) est le plus accessible en terme de mesure avec un spectromètre imageur. La présentation des couplages se limitera donc aux couplages spatio-spectraux (CSS). Les couplages affectant la forme de l'impulsion dans tout autre domaine sont présents également sur le champ électrique dans le domaine spatio-spectral. Ainsi, une présentation de ces couplages dans ce domaine est suffisante pour décrire les couplages dans tous les domaines.

Dans un premier temps, j'introduis les notations utilisées pour décrire les CSS. Ensuite, je présente une description de différents couplages décrits dans le domaine (x, ω) et de leur impact sur la tache focale.

1.2.1 Description du champ électrique avec des couplages

Phase spatio-spectrale

Le champ électrique dépend des 3 variables x, y et t (ou variables réciproques). On écrit alors :

$$E(x, y, t) = A(x, y, t)e^{i\phi(x,y,t)}. \tag{1.2.1}$$

Dans la partie précédente, on ne considérait pas les couplages et on avait les deux approximations suivantes :

$$A(x, y, t) = A_1(x, y)A_2(t), \tag{1.2.2}$$

$$\phi(x, y, t) = \phi_1(x, y) + \phi_2(t), \tag{1.2.3}$$

où $\phi_1(x, y)$ et $A_1(x, y)$ seraient les composantes spatiales indépendantes de celles temporelles $\phi_2(t)$ et $A_2(t)$. Etant donné que le domaine le plus accessible pour une mesure est (x, y, ω), je décris la phase du champ dans ce domaine. En général, tout formalisme de couplage sur x est transposable à la dimension y, on peut donc décrire l'amplitude et la phase du champ électrique seulement avec une coordonnée spatiale. Tout le formalisme décrit dans la suite selon x est valable pour y aussi. On peut exprimer la phase de manière générale selon une décomposition en série de Taylor autour de (x_0,ω_0) :

$$\begin{aligned}\phi(x, \omega) =& t_\phi(x)\omega + \sum_{n=1}^{+\infty} \phi_0^{(n)}(x_0, \omega_0)\frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!} + t_\phi(x_0)(\omega - \omega_0) \\ &+ PFT(x - x_0)(\omega - \omega_0) \\ &+ PFC\frac{(x - x_0)^2}{2}(\omega - \omega_0) \\ &+ TGDD(x - x_0)\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + ...,\end{aligned} \tag{1.2.4}$$

où on note :

$$PFT = \left.\frac{\partial(t_g - t_\phi)(x)}{\partial x}\right|_{x=x_0}, \tag{1.2.5}$$

$$PFC = \left.\frac{\partial^2(t_g - t_\phi)(x)}{\partial x^2}\right|_{x=x_0}, \tag{1.2.6}$$

$$TGDD = \left.\frac{\partial\phi_0^{(2)}(x, \omega_0)}{\partial x}\right|_{x=x_0}. \tag{1.2.7}$$

PFT est l'inclinaison du front d'impulsion (ou *pulse-front tilt* en anglais), *PFC* est la courbure du front d'impulsion (ou *pulse-front curvature*) et *TGDD* est la dispersion transverse du délai de groupe (transverse group delay dispersion). Ces couplages sont décrits de manière plus approfondie dans la partie 1.2.3. Le terme $t_\phi(x)$ est le front d'onde de l'impulsion et vaut mathématiquement le rapport $\phi(x,\omega_0)/\omega_0$. Il s'agit de la courbe pour laquelle la phase a la même valeur dans le plan (x,z). Il est donc orthogonal à la direction de propagation de l'impulsion et se propage à la vitesse de phase v_ϕ :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n(\lambda)}. \tag{1.2.8}$$

Le terme $t_g(x)$ correspond au front d'impulsion. Il s'agit de la courbe du maximum d'intensité temporelle selon x. Il se propage à la vitesse de groupe v_g :

$$v_g = \left(\frac{\partial\omega}{\partial k}\right)^{-1} = \frac{c}{n(\lambda) - \lambda\frac{\partial n}{\partial\lambda}}. \tag{1.2.9}$$

Les différences particulières entre le front d'onde et le front d'impulsion définissent certains couplages. Afin de comprendre comment ces couplages affectent l'impulsion, il faut décrire l'impulsion dans le domaine temporel. Le passage d'un domaine à un autre peut être fastidieux et je présente dans la section suivante un ensemble de notations facilitant ces changements de domaine.

Changement de domaine

La connaissance du champ électrique dans le domaine (x,ω) permet la connaissance du champ électrique dans les autres domaines. Pour passer d'un domaine à un autre, il suffit d'opérer une transformée de Fourier (TF) sur le champ dans un domaine dans lequel on connaît son amplitude et sa phase. Par TF selon ω, on obtient ainsi le champ électrique dans le domaine (x,t). Par une TF selon x, on connait le champ électrique dans le domaine (k_x,t). Ce dernier est équivalent au domaine (x_f,t), qui est l'espace réel du foyer, à un facteur d'échelle près. Enfin le domaine (k_x,ω) peut toujours être utile pour s'assurer que toutes les pulsations soient focalisées au même point. Les équations suivantes résument ces relations :

$$E(x,\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x,t)e^{-i\omega t}\,\mathrm{d}t, \tag{1.2.10}$$

$$E(k_x,\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x,\omega)e^{-ik_x x}\,\mathrm{d}x, \tag{1.2.11}$$

$$E(k_x,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} E(k_x,\omega)e^{i\omega t}\,\mathrm{d}\omega, \tag{1.2.12}$$

$$E(x,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} E(x,\omega)e^{i\omega t}\,\mathrm{d}\omega. \tag{1.2.13}$$

La figure 1.3 représente l'intensité de l'impulsion dans les quatre domaines. La TF d'une gaussienne étant une gaussienne, on retrouve la même forme d'impulsion dans les quatre domaines. C'est lorsque des aberrations apparaissent que l'impulsion se déteriore. On passe d'un cadre à un autre horizontalement et verticalement par TF ou TF^{-1} selon le cas. Pour passer d'un cadre à un autre en diagonale, il faut réaliser une TF 2D (ou TF^{-1}2D). Le code couleur utilisé sur cette figure sera gardé pour les représentations d'impulsions par la suite. Notamment, la couleur du fond permettra de rappeler dans quel domaine on observe l'impulsion.

Ces opérations mathématiques peuvent être laborieuses à utiliser lorsque l'on passe rapidement d'un domaine à un autre. Le travail d'Akturk *et al.* [36] propose l'utilisation de coefficients pour des impulsions de type gaussiennes et ne permet de décrire les CST qu'au premier ordre. Quatre jeux de coefficients permettent de décrire le champ électrique dans les quatre domaines

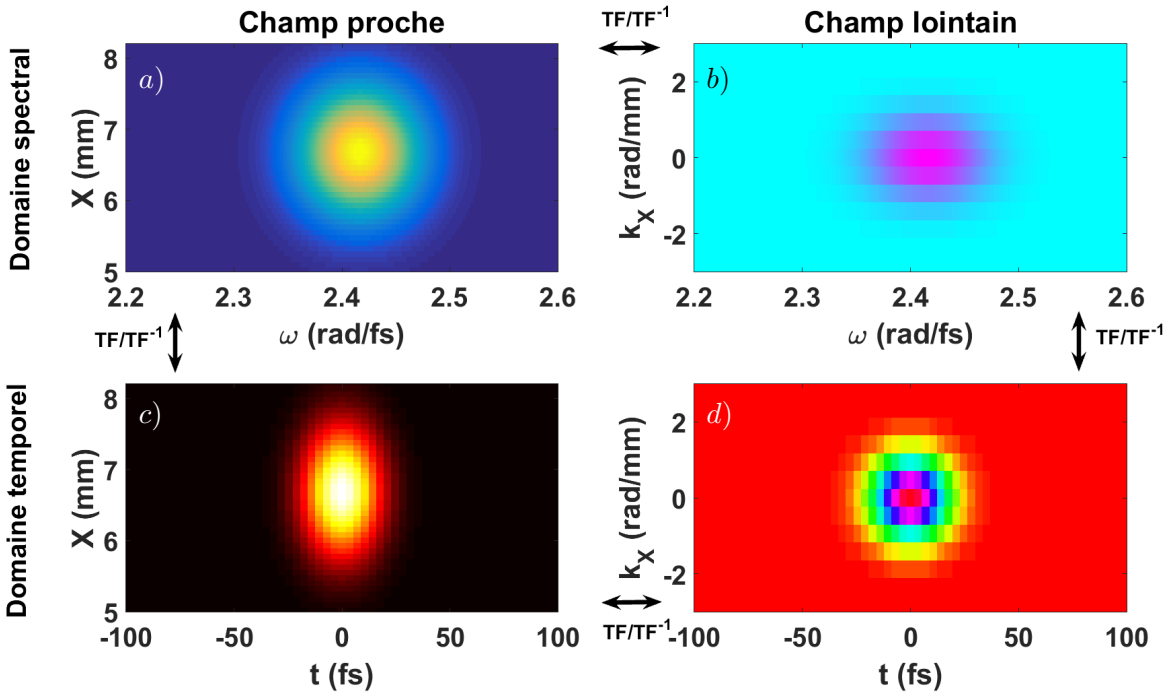


FIGURE 1.3: a) Intensité spatio-spectrale d'une impulsion femtoseconde de 30 fs et 1,5 mm de diamètre à $\lambda_0 = 800$ nm. b) Intensité d'une impulsion femtoseconde dans le domaine (k_x, ω). c) Intensité spatio-temporelle d'une impulsion femtoseconde. d) Intensité d'une impulsion femtoseconde au foyer, soit (k_x, t).

cités ci-dessus. On peut écrire ainsi :

$$E(x,t) \propto \exp\left\{\tilde{Q}_{xx}x^2 + 2\tilde{Q}_{xt}xt - \tilde{Q}_{tt}t^2\right\}, \tag{1.2.14}$$

$$E(k_x,t) \propto \exp\left\{\tilde{P}_{k_xk_x}k_x^2 + 2\tilde{P}_{k_xt}k_xt - \tilde{P}_{tt}t^2\right\}, \tag{1.2.15}$$

$$E(k_x,\omega) \propto \exp\left\{\tilde{S}_{k_xk_x}k_x^2 + 2\tilde{S}_{k_x\omega}k_x\omega - \tilde{S}_{\omega\omega}\omega^2\right\}, \tag{1.2.16}$$

$$E(x,\omega) \propto \exp\left\{\tilde{R}_{xx}x^2 + 2\tilde{R}_{x\omega}x\omega - \tilde{R}_{\omega\omega}\omega^2\right\}. \tag{1.2.17}$$

Puisque les 4 ensembles de coefficients sont les paramètres d'une exponentielle, la partie réelle des coefficients (notée par l'exposant R) décrit l'amplitude du champ électrique alors que leur partie imaginaire (dénotée par l'exposant I) donne la phase. Chaque coefficient contient de l'information au sujet de l'impulsion :

- $\tilde{Q}^R{}_{xx} = -\frac{1}{\Delta x^2}$ contient la largeur de faisceau et $\tilde{Q}^I{}_{xx} = -\frac{\pi}{\lambda_0 R(z)}$) la courbure spatiale.
- $\tilde{Q}^R{}_{tt} = \frac{1}{\tau^2}$ contient la durée d'impulsion et $\tilde{Q}^I{}_{tt}$ le chirp temporel.
- $\tilde{R}^R{}_{xx}$ contient la largeur de faisceau de chaque pulsation et $\tilde{R}^I{}_{xx}$ la courbure spatiale de chaque pulsation.
- $\tilde{R}^R{}_{\omega\omega} = \frac{1}{\Delta\omega^2}$ contient la bande spectrale et $\tilde{R}^I{}_{\omega\omega} = 0.5\phi^{(2)}$ le chirp spectral.
- $\tilde{S}^R{}_{k_xk_x}$ contient la taille de la tache focale pour chaque pulsation et $\tilde{S}^I{}_{k_xk_x}$ la courbure spatiale angulaire.
- $\tilde{S}^R{}_{\omega\omega}$ contient la bande spectrale au foyer et $\tilde{S}^I{}_{\omega\omega}$ le chirp spectral.
- $\tilde{P}^R{}_{tt}$ contient la durée d'impulsion et $\tilde{P}^I{}_{tt}$ le chirp temporel.
- $\tilde{P}^R{}_{k_xk_x}$ contient la taille de la tache focale et $\tilde{P}^I{}_{k_xk_x}$ la courbure spatiale angulaire.

Certains coefficients (comme $\tilde{R}^I{}_{\omega\omega}$ et $\tilde{S}^I{}_{\omega\omega}$) représentent la même grandeur mais les opérations mathématiques liées aux changements de domaine introduisent des termes qui les différencient. Les quatre termes croisés contiennent les informations sur les CST du premier ordre, c'est-à-dire variant linéairement vis-à-vis d'une variable. Ceux-ci sont plus longuement présentés dans la section 1.2.3. L'intérêt principal de ce formalisme mathématiques vient des relations algébriques existant entre ceux-ci et qui sont résumés dans le tableau ?? suivant :

(x,t)	(x,ω)	(k,ω)	(k,t)
$\tilde{Q}_{xt}$	$\frac{i}{2}\frac{\tilde{R}_{x\omega}}{\tilde{R}_{\omega\omega}}$	$\frac{1}{4}\frac{\tilde{S}_{k\omega}}{\tilde{S}_{\omega\omega}\tilde{S}_{kk}+\tilde{S}_{k\omega}^2}$	$-\frac{i}{2}\frac{\tilde{P}_{kt}}{\tilde{P}_{kk}}$
$-\frac{i}{2}\frac{\tilde{Q}_{xt}}{\tilde{Q}_{tt}}$	$\tilde{R}_{x\omega}$	$-\frac{i}{2}\frac{\tilde{S}_{k\omega}}{\tilde{S}_{kk}}$	$-\frac{1}{4}\frac{\tilde{P}_{kt}}{\tilde{P}_{tt}\tilde{P}_{kk}+\tilde{P}_{kt}^2}$
$\frac{1}{4}\frac{\tilde{Q}_{xt}}{\tilde{Q}_{tt}\tilde{Q}_{xx}+\tilde{Q}_{xt}^2}$	$\frac{i}{2}\frac{\tilde{R}_{x\omega}}{\tilde{R}_{xx}}$	$\tilde{S}_{k\omega}$	$-\frac{i}{2}\frac{\tilde{P}_{kt}}{\tilde{P}_{tt}}$
$\frac{i}{2}\frac{\tilde{Q}_{xt}}{\tilde{Q}_{xx}}$	$\frac{1}{4}\frac{\tilde{R}_{x\omega}}{\tilde{R}_{\omega\omega}\tilde{R}_{xx}+\tilde{R}_{x\omega}^2}$	$\frac{i}{2}\frac{\tilde{S}_{k\omega}}{\tilde{S}_{\omega\omega}}$	$\tilde{P}_{kt}$

TABLE 1.1: Tableau résumant les relations entre les coefficients des différents domaines.

Notions de grandeur locale et globale

L'existence des CST amène à redéfinir les notions de durées et de taille de faisceau ou de tache focale. Prenons l'exemple de l'inclinaison du front d'impulsions (*pulse-front tilt* ou PFT en anglais) représenté sur la figure 1.4a. Ce couplage le plus commun sur les impulsions femtosecondes à haute intensité apparait notamment lors d'un désalignement d'un réseau du compresseur. Un coté spatial de l'impulsion est en avance de phase par rapport à l'autre coté. Au niveau de la cible, cela signifie que la durée d'impulsion n'est plus la même. En effet, si on prend l'impulsion en x_0, sa durée vaut bien Δt. Par contre, la durée globale de l'impulsion, définie par la différence entre le temps d'arrivée du côté haut et celui du coté bas, est plus importante. Au niveau de la tache focale, l'impulsion est alors plus étalée et on a une perte de puissance surfacique sur cible.

Akturk et al. définissent ces notions par les formules suivantes :

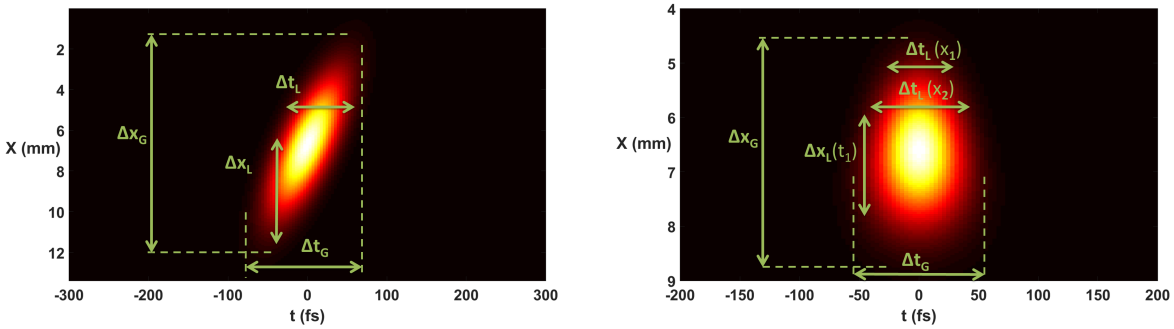
$$\Delta x_G = \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 I(x,t)dxdt}{\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,t)dxdt} - \left(\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} xI(x,t)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,t)dx}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{1.2.18}$$

$$\Delta x_L(t) = \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 I(x,t)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,t)dx} - \left(\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} xI(x,t)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,t)dx}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{1.2.19}$$

$$\Delta t_G = \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} t^2 I(x,t)dxdt}{\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,t)dxdt} - \left(\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} tI(x,t)dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,t)dt}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{1.2.20}$$

$$\Delta t_L(x) = \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t^2 I(x,t)dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,t)dt} - \left(\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} tI(x,t)dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,t)dt}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{1.2.21}$$

De la même manière, on peut définir les largeurs de bande spectrale et taille de tache focale locales et globales ainsi qu'au foyer. La figure 1.4 représente ces notions pour deux couplages différents. Sur la figure 1.4a, la durée globale est définie par le temps d'arrivée du haut du faisceau moins le temps d'arrivée du bas du faisceau. Les tailles globales et locales du faisceau sont définies de même par une coupe à un certain t et si on considère l'ensemble de la durée d'impulsion. On peut relier ce dernier aspect au comportement intégrateur d'une caméra par exemple qui somme le profil spatial pour tous les instants pendant le temps d'exposition. Les durées et tailles locales du faisceau sont les mêmes partout pour ce couplage tandis que pour la figure 1.4b, les durées locales (respectivement tailles locales) varient spatialement (resp. temporellement). On peut alors



a) b)

FIGURE 1.4: a) Intensité spatio-temporelle d'une impulsion de 30 fs, 1,5 mm de diamètre à $\lambda_0 = 800$ nm avec un PFT de 12 fs/mm. b) Intensité spatio-temporelle d'une impulsion avec TGDD=350 fs^2/mm.

définir le facteur R_I dans le cas général pour une dimension spatiale par :

$$R_I = \frac{\max(P(k,t))}{\max(P_0(k,t))} \geq \frac{\Delta k_{G,0}\Delta t_{G,0}}{\Delta k_G \Delta t_G}, \tag{1.2.22}$$

où $P(k,t)$ est la puissance surfacique de l'impulsion considérée, $P_0(k,t)$ est la puissance surfacique maximale de l'impulsion sans aberrations, $\Delta k_{G,0}$ est la taille globale de la tache focale sans aberrations et $\Delta t_{G,0}$ sa durée globale. Ainsi ce rapport est toujours majoré par 1 et peut être exprimé en pourcentage de la puissance maximale.

Pour les deux dimensions spatiales transverses on a donc :

$$R_I = \frac{\max(P(k_x,k_y,t))}{\max(P_0(k_x,k_y,t))} \geq \frac{\Delta k_{xG,0}\Delta k_{yG,0}\Delta t_{G,0}}{\Delta k_{xG}\Delta k_{yG}\Delta t_G}. \tag{1.2.23}$$

Conclusion

La description mathématique des couplages a été introduite dans le domaine (x,ω). Une représentation de ces couplages dans le domaine (x,t) ou au foyer permet de mieux visualiser l'impact de ces couplages. Ceux-ci apparaissent sur les chaines laser suite à des manipulations imparfaites précises du faisceau ou à la traversée d'optiques. Ainsi les couplages ont des formes bien spécifiques que l'on peut exprimer analytiquement.

1.2.2 Les couplages spatio-spectraux d'amplitude

Comme leur nom l'indique, les couplages d'amplitude font varier spatialement (spectralement) l'amplitude spectrale (spatiale) de l'impulsion. Celle-ci peut se développer en série de Taylor autour de la position centrale du faisceau x_0 et de la pulsation centrale ω_0 tout comme la phase :

$$\begin{aligned}\tilde{A}(x,\omega) =& \tilde{A}(x,\omega_0) + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{\partial^n \tilde{A}(x_0,\omega)}{\partial \omega^n}\bigg|_{\omega=\omega_0} \frac{(\omega-\omega_0)^n}{n!} + \frac{\partial^2 \tilde{A}(x,\omega)}{\partial x \partial \omega}\bigg|_{\omega=\omega_0}^{x=x_0} (x-x_0)(\omega-\omega_0) \\ &+ \frac{\partial^3 \tilde{A}(x,\omega)}{\partial x^2 \partial \omega}\bigg|_{\omega=\omega_0}^{x=x_0} \frac{(x-x_0)^2}{2}(\omega-\omega_0) + \frac{\partial^3 \tilde{A}(x,\omega)}{\partial x \partial \omega^2}\bigg|_{\omega=\omega_0}^{x=x_0} (x-x_0)\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2} + ...\end{aligned} \tag{1.2.24}$$

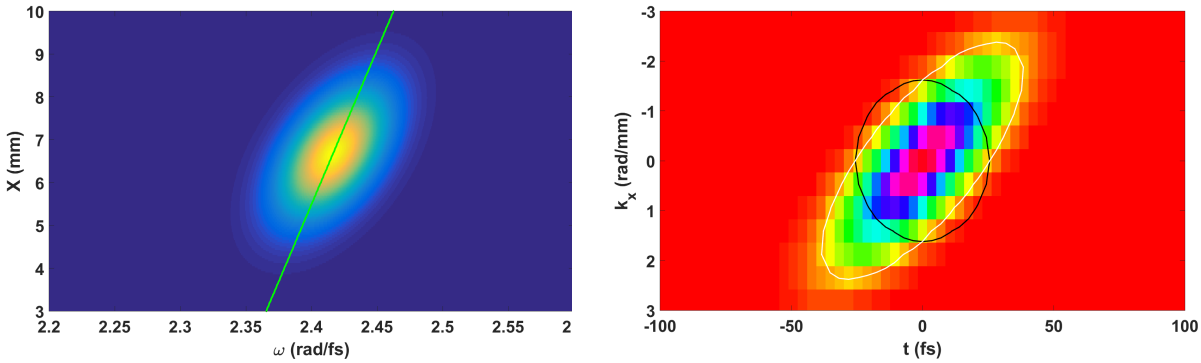
Le couplage d'amplitude le plus connu est le *chirp spatial* qui est la variation spatiale de la longueur d'onde centrale de l'impulsion $\frac{\partial \omega_0}{\partial x}$. Il s'agit du couplage du premier ordre contenu dans $\frac{\partial^2 \tilde{A}(x,\omega)}{\partial x \partial \omega}\Big|_{\omega=\omega_0}^{x=x_0}$ et que l'on peut rattacher aux coefficients définis dans la partie 1.2.1 et notamment à $\tilde{R}^R_{x\omega}$. La notation $\rho_{x\omega}$ indique que la valeur du couplage a été normalisée aux paramètres de

l'impulsion $\tilde{R^R}_{\omega\omega}$ et $\tilde{R^R}_{xx}$. Le couplage prend alors une valeur entre ± 1 qui permet de mieux 'sentir' l'impact d'un CST sur une impulsion. Pour le cas du chirp spatial, on a :

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial x} = \frac{\tilde{R^R}_{x\omega}}{\tilde{R^R}_{\omega\omega}}, \tag{1.2.25}$$

$$\rho_{x\omega} = \frac{\partial \omega_0}{\partial x}\sqrt{-\frac{\tilde{R^R}_{\omega\omega}}{\tilde{R^R}_{xx}}}. \tag{1.2.26}$$

La figure 1.5 représente l'effet du couplage sur l'impulsion en (x, ω) et au foyer. Ce couplage est visible au spectro-imageur si on remarque la droite verte représentant la pulsation centrale en fonction de x. Au foyer, l'impulsion est penchée donc on se trouve dans un cas où l'impulsion n'est pas focalisée au même endroit au même moment. Cela entraîne ainsi une perte d'intensité crête au foyer de 44%.



a) b)

FIGURE 1.5: Impulsion avec du SPC ($\frac{\partial \omega_0}{\partial x} = 0.0017$rad/fs/mm) représentée dans le domaine (x, ω) en a) et au foyer en b). a) Le trait vert indique $\omega_0(x)$. b) Le trait noir montre l'empreinte de l'impulsion LTF à $1/e^2$ et le trait blanc la montre pour l'impulsion avec du SPC.

Les couplages d'ordre deux n'ont pas de nom particulier. On aura à faire dans la suite au couplage en $(x - x_0)^2(\omega - \omega_0)$ qui se traduit donc par un comportement quadratique de la pulsation centrale vis-à-vis de la dimension spatiale.

Avec un spectro-imageur, ils sont directement mesurables en mono-coup.

1.2.3 Les couplages spatio-spectraux de phase

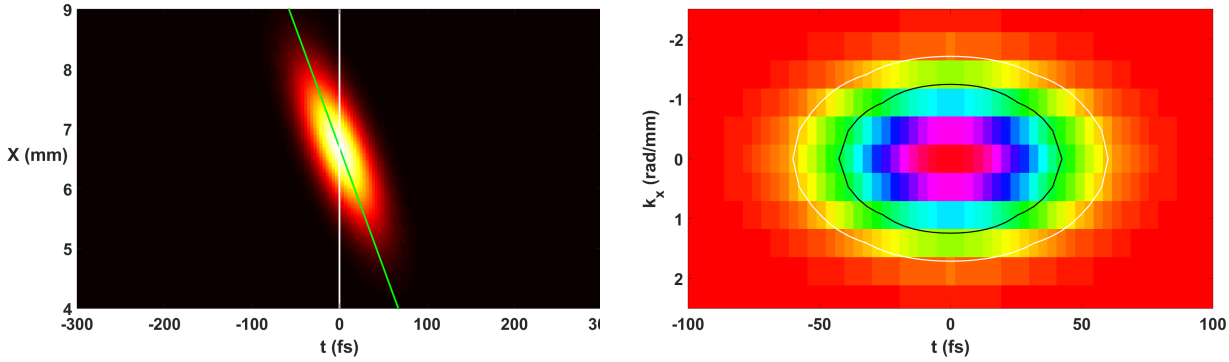
Couplage du premier ordre : la dispersion de l'inclinaison du front d'onde

Le CSS de phase du premier ordre est la dispersion de l'inclinaison du front d'onde [37] (wavefront tilt dispersion ou WFD en anglais). Ce couplage est la transposition du couplage plus connu sous le nom d'inclinaison du front d'impulsion (pulse-front tilt ou PFT en anglais). Il se traduit physiquement par une inclinaison du front d'impulsion par rapport au front d'onde. Exprimé en fs/mm, ce couplage (noté ξ) introduit un délai variant linéairement le long du faisceau :

$$PFT = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial \omega} = cste. \tag{1.2.27}$$

La figure 1.6 représente ce couplage dans le domaine (x,t) et au foyer. Les droites vertes et blanches mettent en évidence la différence entre le front d'impulsion et le front d'onde entrainant le PFT. L'impact du couplage au foyer se manifeste par un élargissement de la tache focale dans les deux dimensions (k_x et t).

La WFD apparait sur les chaines laser principalement avec deux composants : les réseaux de diffraction du compresseur d'un module CPA et les prismes. Dans le premier cas, la cause du couplage est le non-parallélisme des réseaux [37], [38] dans le compresseur selon l'axe vertical affectant ainsi la dimension horizontale de l'impulsion. Dans le second cas, il apparait dû à la différence d'épaisseur de verre traversé selon la dimension spatiale du faisceau. Pour un PFT



a) b)

FIGURE 1.6: Impulsion avec un de PFT=12 fs/mm représentée dans le domaine (x,t) en a) et au foyer en b). Le trait vert indique le front d'impulsion tandis que le trait blanc montre le front d'onde. b) Le trait noir montre l'empreinte de l'impulsion LTF à $1/e^2$ et le trait blanc la montre pour l'impulsion avec du PFT.

selon une dimension, on peut exprimer analytiquement le facteur R_I par :

$$R_I = \frac{1}{1 + \left(\frac{PFT\Delta x_L}{\Delta t_L}\right)^2}. \tag{1.2.28}$$

Pour la simulation de la figure 1.6, ce facteur vaut 0,5. Pour le laser de la salle noire 2.0, le diamètre vaut 33 mm et la durée vaut 3 fs. Un PFT de seulement 0,09 fs/mm suffit à diviser l'intensité sur cible par 2.

Couplages du deuxième ordre

Il existe deux couplages de phase du deuxième ordre : un en $(x - x_0)^2(\omega - \omega_0)$ et l'autre en $(x - x_0)(\omega - \omega_0)^2$.

La dispersion transverse du délai de groupe La TGDD est un couplage moins commun sur les chaines laser. Il exprime la variation linéaire spatiale du délai de groupe. Cela résulte en une impulsion dont la durée varie linéairement selon la dimension spatiale considérée. Analytiquement, on a vu que ce couplage correspondait à :

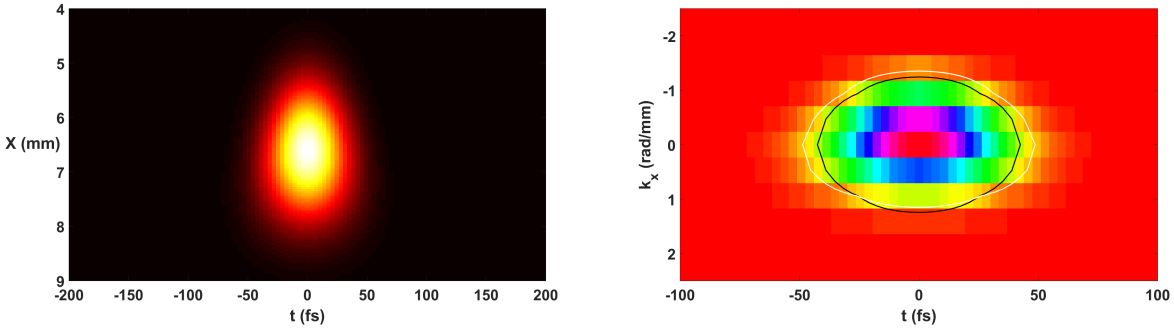
$$TGDD = \left.\frac{\partial \phi_0^{(2)}(x, \omega_0)}{\partial x}\right|_{x=x_0}. \tag{1.2.29}$$

La figure 1.7 montre l'impulsion dans le domaine (x, t) (figure 1.7a) et au foyer (figure 1.7b). Sur la première l'allongement de la durée d'impulsion spatialement est mis en évidence. Au foyer, cela résulte en une tache focale en forme d'oeuf, plus large que la tache focale d'une impulsion LTF. R_I vaut 85% pour cet exemple.

Ce couplage intervient dans deux circonstances à ma connaissance : à la traversée d'un prisme comme pour la WFD et dans les réseaux de diffraction d'un compresseur à nouveau. Dans le premier cas, c'est à nouveau l'épaisseur de verre qui introduit une dispersion variant linéairement avec la dimension spatiale qui en est la cause. Dans le deuxième cas, il s'agit ici du non-parallélisme des réseaux selon l'axe horizontal affectant ainsi la dimension verticale de l'impulsion [39].

La courbure du front d'impulsion Le PFC est un couplage du second ordre en x. Il se traduit par une variation quadratique du front d'impulsion comme son nom l'indique. Dans le domaine (x, ω), il s'exprime au niveau de la phase par une courbure variant linéairement pour chaque pulsation.

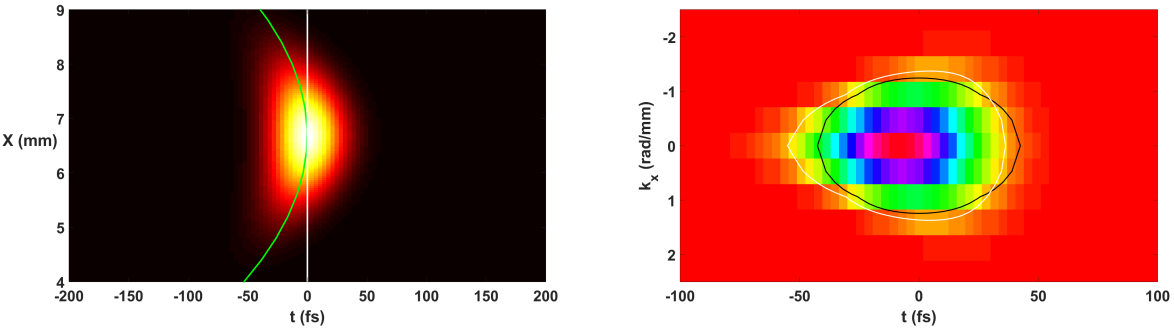
$$\zeta = \left.\frac{\partial^2 (t_g - t_\phi)(x)}{\partial x^2}\right|_{x=x_0}. \tag{1.2.30}$$



a) b)

FIGURE 1.7: Impulsion avec TGDD=350 fs^2/mm représentée dans le domaine (x, t) en a) et au foyer en b). b) Le trait noir montre l'empreinte de l'impulsion LTF à $1/e^2$ et le trait blanc la montre pour l'impulsion avec de la TGDD.

La figure 1.8 représente une impulsion avec ce couplage dans le domaine (x, t) (figure 1.8a) et au foyer (figure 1.8b). La première met en évidence la différence de courbure entre le front d'impulsion (vert) et front d'onde générant le PFC. L'impact du couplage sur la tache focale est un élargissement global en forme d'oeuf, symétrique avec la forme au foyer d'une impulsion avec de la TGDD comme les expressions analytiques le laissaient deviner. R_I vaut 85% pour cet exemple. Ce couplage intervient lorsque l'impulsion laser traverse une lentille avec des aberrations chromatiques [40]. Un délai quadratique en fonction de la dimension spatiale apparait alors entre le front d'onde et le front d'impulsion. Les lentilles achromatiques permettent de maintenir ce délai constant selon la dimension spatiale mais il y a toujours de la dispersion spectrale introduite. Pour éviter ce couplage, on aura recours à des optiques en réflexion ou donc des lentilles achromatiques.



a) b)

FIGURE 1.8: Impulsion avec PFC=8 fs/mm^2 représentée dans le domaine (x, t) en a) et au foyer en b). Le trait vert indique le front d'impulsion tandis que le trait blanc montre le front d'onde. b) Le trait noir montre l'empreinte de l'impulsion LTF à $1/e^2$ et le trait blanc la montre pour l'impulsion avec du PFC.

Une autre source potentielle de PFC est la traversée de lames à faces parallèles (hublots) avec un faisceau divergent/convergent, typiquement lorsque l'on utilise un téléscope. En effet, la présence d'une lame à faces parallèles d'épaisseur e et d'indice de réfraction $n(\lambda)$ décale la position du foyer le long de l'axe optique de δz [41] :

$$\delta z = \frac{e(n(\lambda) - 1)}{n(\lambda)}. \tag{1.2.31}$$

Ce décalage de la position du foyer dépend de λ :

$$\frac{\partial \delta z}{\partial \lambda} = \frac{e}{n(\lambda)^2} \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}. \tag{1.2.32}$$

Cela est dû à la différence de temps de propagation $\Delta T(r)$ du front d'onde et du front d'impulsion dans la lame. Si on prend un rayon à une distance r de l'axe optique, on a :

$$\Delta T(r) = t_g(r) - t_\phi(r) = \frac{e}{c.\cos(\theta)}(n(\lambda) - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda}) - \frac{e}{c.\cos(\theta)} n(\lambda), \tag{1.2.33}$$

$$\sin(\alpha) = n(\lambda).\sin(\theta), \tag{1.2.34}$$

où les angles α et θ sont indiqués sur le schéma de la figure 1.9, λ_0 est la longueur d'onde centrale de l'impulsion et c la vitesse de la lumière. Par les formules trigonométriques, on en déduit :

$$\Delta T(r) = -\frac{e\lambda_0}{c}\frac{dn}{d\lambda}\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{n^2.(r^2+f^2)}}}. \tag{1.2.35}$$

Enfin, l'approximation paraxiale permet d'utiliser les développement limités avec $f >> r$. On obtient donc :

$$\Delta T(r) = -\frac{e\lambda_0}{c}\frac{dn}{d\lambda}\left(1 + \frac{r^2}{2(n.f)^2)}\right). \tag{1.2.36}$$

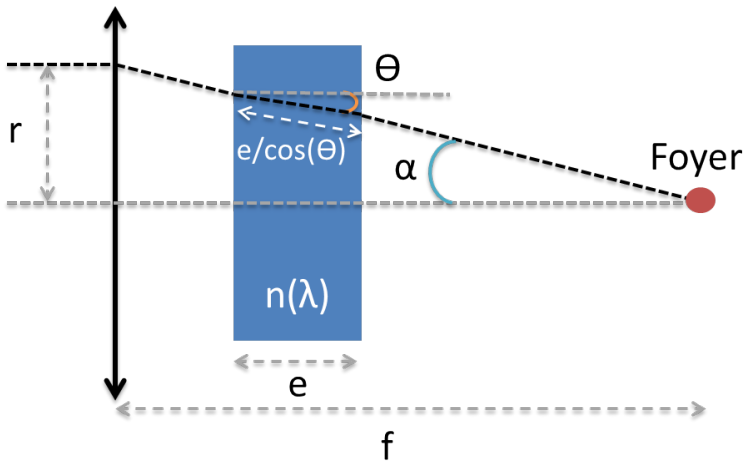


FIGURE 1.9: Schéma d'une lame à faces parallèles placée dans un faisceau convergent.

On a donc bien de la génération de PFC sur l'impulsion. En reprenant les calculs de Bor et al. [40], on peut définir une focale équivalente f_e définie par :

$$\frac{1}{f_e} = \frac{e.(n-1)}{(n.f)^2} = \frac{\delta z}{n.f^2}. \tag{1.2.37}$$

On retrouve le fait que le PFC ainsi généré est relié au chromatisme longitudinal introduit par la lame. Pour un hublot de 1 mm et une focale de 3 m, le PFC introduit par le hublot est donc 10^4 plus faible que celui introduit par une lentille simple de même focale. Cet effet est donc relativement faible mais il peut se cumuler un certain nombre de fois sur la chaine laser.

1.2.4 Conclusion

Les CST affectent la puissance surfacique sur cible d'autant plus que les impulsions lasers présentent de gros diamètres et une durée courte. La figure 1.10 (inspirée de la figure 1 dans la thèse[42]) montre le facteur R_I en fonction du diamètre du faisceau pour plusieurs paramètres de couplages et de durée d'impulsion. Plus on se dirige vers de grands faisceaux et de courtes durées d'impulsion, plus l'impact des CST est important sur la puissance surfacique sur cible. Les CST de phase dans le domaine (x, ω) sont les couplages critiques à détecter puisqu'on ne peut pas les voir directement comme les couplages d'amplitude.

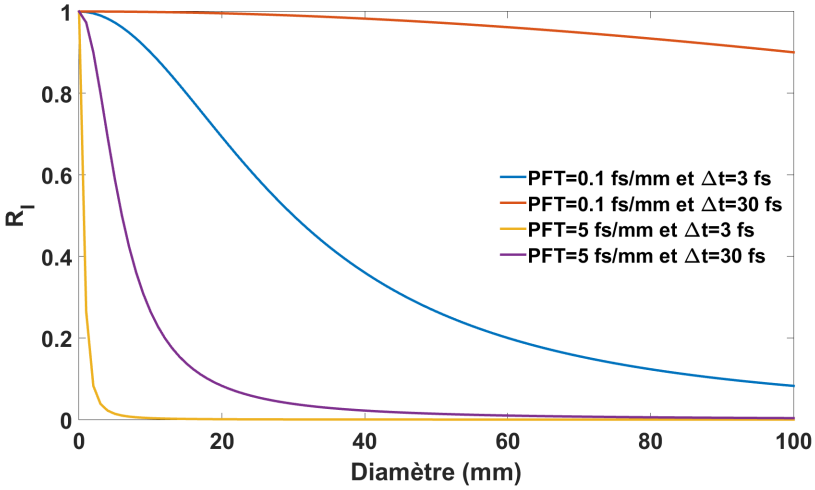


FIGURE 1.10: Facteur de réduction d'intensité pour plusieurs valeurs des paramètres PFT et Δt_{FWHM}.

1.3 Les techniques de caractérisation spatio-temporelle

Dans les parties précédentes, j'ai décrit les CST et leur impact sur l'impulsion au foyer. Ces couplages sont inscrits dans le champ électrique du laser que l'on doit donc mesurer selon les 3 dimensions pour caractériser complètement le champ électrique laser. Des techniques existantes permettent déjà de mesurer ces couplages en utilisant différentes solutions technologiques. Ces techniques ont été répertoriées de manière exhaustive [43]. Il a été montré [44] que la durée globale d'impulsion ne pouvait être allongée que par trois phénomènes distincts : la synchronisation des pulsations (phase spectrale), les CSS d'amplitude et les CSS de phase. Pour chaque technique présentée, je donne également la mesure complémentaire permettant d'estimer la durée globale de l'impulsion. Au regard de l'objectif de ma thèse qui est de développer une technique de caractérisation spatio-temporelle mono-coup, je vais présenter dans un premier temps les techniques qui nécessitent plusieurs tirs laser puis celles mono-coup.

1.3.1 Les techniques à balayage

Au vu de la chronologie de la métrologie des impulsions femtosecondes, une première méthode a consisté à réaliser un balayage d'une technique de mesure d'une dimension selon une autre dimension. Par exemple, réaliser une mesure de la durée temporelle en plusieurs points du faisceau comme STARFISH[45], [46] (Spatio-Temporal Amplitude-and-phase Reconstruction by Fourier transform of Interference Spectra of High-complex-beams). Cette technique, similaire à SEA-TADPOLE [47], [48](Spatial Encoded Arrangement for Temporal Analysis by Dispersing a Pair of Light E-fields), réalise de l'interférométrie spectrale en différents points du faisceau en comparant l'impulsion à mesurer avec une « référence », dont la phase spectrale est mesurée au centre du faisceau par une autre méthode mentionnée dans la partie 1.1.1 (FROG, SPIDER, SRSI, ...). La référence est une réplique de l'impulsion et en balayant la position de prélèvement de la fibre, on obtient le retard relatif à cette référence et ainsi la forme spatio-temporelle de l'impulsion. Ces techniques ont été utilisées pour de nombreuses applications [49]-[54].

La technique RED-SEA-TADPOLE [55] utilise le même principe mais corrige les fluctuations de phase entre les deux bras. Dans cet exemple, un balayage de la fibre selon les deux dimensions spatiales transverses est nécessaire.

Une deuxième catégorie de techniques repose sur la spectroscopie à transformée de Fourier pour reconstruire le champ électrique complet du laser. L'interférence avec une onde sphérique a suscité de l'intérêt [56], [57]. La technique la plus aboutie utilisant ce principe, TERMITES [42], [58]-[60] (Total E-field Reconstruction from a Michelson Interferometer TEmporal Scan), utilise simplement un interféromètre de Michelson dans lequel un miroir plan a été remplacé par un miroir divergent. Ainsi la partie centrale du faisceau supposée plus propre sert de référence et un algorithme de reconstruction permet d'obtenir $E(x, y, t)$, à la phase spectrale près qui doit être mesurée indépendamment en un point pour totalement reconstruire l'impulsion.

La technique INSIGHT [60], [61] utilise également la spectroscopie à transformée de Fourier pour reconstruire l'amplitude spatio-spectrale dans un plan autour du foyer. La mesure est alors effectuée en deux voire trois plans différents et l'algorithme de Gerbergh-Saxton [62] permet de reconstruire la phase spatiale pour chaque pulsation optique en rétro-propageant le champ obtenu entre les différents plans. Encore une fois, une mesure indépendante de la phase spectrale en un point est nécessaire pour totalement reconstruire l'impulsion.

1.3.2 Les techniques mono-coup

Les premières techniques développées en mono-coup étaient restreintes à ne pouvoir mesurer que du PFT [63] et du SPC comme la technique GRENOUILLE [64], [65] (Grating-Eliminated No-nonsense Observation of Ultrafast Incident Laser Light E-field).

Le volume de données à acquérir pour effectuer une mesure mono-coup est trop important pour les capteurs 2D (de type caméra), communément utilisés en métrologie optique. Une solution pour n'utiliser qu'un seul tir laser est de se contenter d'une caractérisation selon une seule dimension spatiale transverse. Une rotation du faisceau et une seconde mesure permet ainsi d'obtenir la caractérisation complète d'une impulsion femtoseconde sous l'hypothèse que le profil spatial est factorisé selon les deux dimensions transverses.

On peut réaliser une mesure du front d'onde résolu spectralement [66], [67]. L'introduction d'un décalage et d'un angle permet d'obtenir la mesure du gradient de la phase spatiale pour différentes pulsations. Un algorithme de reconstruction par concaténation, similaire à la technique SPIDER, permet alors de reconstruire la forme spatio-temporelle du champ électrique selon une dimension transverse. Une mesure de la phase spectrale en un point est nécessaire pour complétement caractériser le champ selon cette dimension transverse en mono-coup.

La technique SPIDER 2D [68], [69] (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric field Reconstruction in 2 Dimensions) est dérivée de la technique SPIDER [23]. Cette technique est mono-coup et permet de reconstruire temporellement l'impulsion en reposant sur le décalage spectral. De manière similaire à un délai temporel, un miroir incliné d'un angle θ introduit un décalage spatial K sur une impulsion des deux bras. On a alors un décalage spectral et spatial qui génère un interferogramme enregistré par un spectro-imageur. La phase que l'on extrait par filtrage de Fourier de cet interférogramme s'apparente au gradient spatial et spectral de la phase à retrouver. Un traitement du signal adéquat permet alors de retrouver la phase spatio-spectrale incidente. Cette technique ne permet de reconstruire qu'une seule dimension transverse, selon la fente du spectro-imageur. Une rotation du faisceau en amont du dispositif permet alors de mesurer l'autre dimension spatiale en un tir laser. Par ailleurs, le dispositif optique à mettre en place est conséquent. En effet, il faut un étireur, deux interféromètres, aligner le cristal non-linéaire de BBO et un spectromètre-imageur. La calibration est aussi laborieuse puisqu'une erreur sur le délai ou le décalage spatial se répercute plus facilement avec cette méthode de reconstruction de la phase à partir de la dérivée [70]. Cette calibration doit alors suivre une procédure précise [71], [72].

Une technique dérivée de SEA-SPIDER [73], [74] est SEA-F-SPIDER [75]-[78]. Au contraire de SPIDER 2D, celle-ci ne réalise pas de décalage spatial et simplifie donc le montage expérimental.

Un exemple de combinaison de mesure de phase spectrale avec une mesure spatiale est la technique Shackled-FROG [79], [80]. Celle-ci combine une mesure FROG au centre du faisceau avec une mesure à l'aide d'un analyseur de front d'onde Shack-Hartmann [81] placé dans le plan image d'un spectromètre-imageur. Cette technique utilise des hypothèses fortes sur la forme du faisceau comme une même phase spatiale pour toutes les longueurs d'onde. L'alternative est de faire une mesure du front d'onde pour chaque pulsation [82].

La technique STRIPED FISH [83]-[88] (Spatially and Temporally Re-solved Intensity and Phase Evaluation Device : Full Information from a Single Hologram) permet de mesurer en mono-coup la forme spatio-spectrale de l'impulsion selon les deux dimensions spatiales transverses. Un élément diffractif suivi d'un filtre passe-bande interférentiel permet d'obtenir sur une caméra un ensemble d'hologrammes à différentes longueurs d'onde. Le traitement numérique de ces hologrammes permet d'obtenir la forme spatio-spectrale de l'impulsion. Une mesure complémentaire de la phase spectrale de l'impulsion en un point du faisceau permet alors de reconstruire complétement le champ électrique. Ses principales limitations étaient liées à la bande spectrale mesurable, les problèmes d'imagerie des hologrammes et la faible résolution spatiale et spectrale.

1.3.3 Conclusion

Concernant les techniques de caractérisation spatio-temporelle, deux approches ont été utilisées pour l'instant. Les premières essaient de reconstruire entièrement le champ électrique $E(x, y, t)$ au prix d'un temps de mesure et un volume de données conséquents. Les deuxièmes font un compromis sur la reconstruction du champ en enlevant une dimension transverse dans la plupart des cas. Par contre, elles gagnent en rapidité et la possibilité de rétroagir sur la chaine laser par l'aspect mono-coup.

Concernant les spécifications auxquelles répondre pour caractériser spatio-temporellement l'impulsion, le besoin en dynamique est moindre puisque les couplages considérés (d'ordre 1 à 2 maximum en x ou ω) affectent l'impulsion sur l'échelle de la durée d'impulsion. Cela définit également la plage temporelle qui n'a pas besoin d'être très large pour la mesure des couplages : quelques centaines de femtosecondes au maximum. Enfin la résolution temporelle doit être en-dessous la durée d'impulsion pour calculer sa durée convenablement.

Dans ce manuscrit, j'ai exploré la technique SRSI-ETE. Une étude préalable théorique est présentée dans la partie 2 puis la technique est présentée dans la partie 4 tandis que les résultats expérimentaux le sont dans la partie 6.

J'ai également développé une nouvelle technique de diagnostic : CROISSANT. Une étude théorique est menée dans le chapitre 3 et les résultats expérimentaux sont présentés dans le chapitre 6.

1.4 Méthodes de mesure du contraste temporel

Les deux informations que l'on veut récupérer lors d'une mesure du contraste temporel d'une impulsion laser à haute intensité sont la présence ou non de pré/post-impulsions et le niveau d'ASE. Pour cela, il faut que la mesure puisse observer l'impulsion sur une large plage temporelle (de quelques picosecondes à des centaines de picosecondes) et une grande dynamique (au moins 12 ordres de grandeurs dans le cas des cibles solides).

1.4.1 Les autocorrélateurs du troisième ordre

Les appareils de mesure commercialisés actuellement (TOUNDRA [89]-[92] d'UltraFast Innovations ou SEQUOIA [93] d'Amplitude Laser) reposent sur l'observation de la troisième harmonique générée dans un cristal de BBO à partir de l'impulsion à mesurer décalée d'un délai et sa deuxième harmonique. Une platine de translation permet de définir le délai entre les deux bras de manière précise. Le schéma de la figure 1.11 montre le dispositif optique simplifié. La plage temporelle et la résolution ne dépendent donc que de la distance que peut parcourir la platine ainsi que le pas minimum qu'elle peut faire. La commande de ces deux paramètres est décorrélée permettant ainsi une grande flexibilité quant à la plage temporelle à mesurer et la résolution souhaitée. La mesure du contraste va consister en l'ensemble des n points de mesure pour n délais différents. La dynamique de mesure d'un appareil est définie par le rapport entre la plus haute valeur de signal mesurable sur son niveau de bruit. Munis de PMT (tubes photomultiplicateurs, *photomultiplier tubes* en anglais), ces appareils peuvent atteindre une dynamique de 12 ordres de grandeur [89], [91] en réglant la tension d'alimentation des PMT et en ajoutant des atténuateurs calibrés. Un problème connu de ce type d'appareil est la génération d'artefacts de mesure. Une pré-impulsion apparaît sur la courbe alors qu'elle n'existe pas réellement. Cela est causé par la présence de celle-ci sur le signal doublé et le signal fondamental. La figure 1.12 montre le processus de génération de ces artefacts. La pré-impulsion est atténuée par le doublage mais reste visible pour l'appareil. Ainsi, une impulsion avec une pré-impulsion à 50 ps et à 1% du pic va générer deux pics sur la trace d'autocorrélation du troisième ordre : le premier lorsque le pic du fondamental est cohérent avec la pré-impulsion atténuée ; et le deuxième lorsque le pic du signal SHG coincide avec la pré-impulsion du signal fondamental. Etant donné que l'on connait le processus de génération de ces artefacts, on sait comment les identifier et ne pas en tenir compte. Toutefois, leur présence sur la trace peut aussi cacher de vrais pré ou post impulsions. On souhaite en général connaître

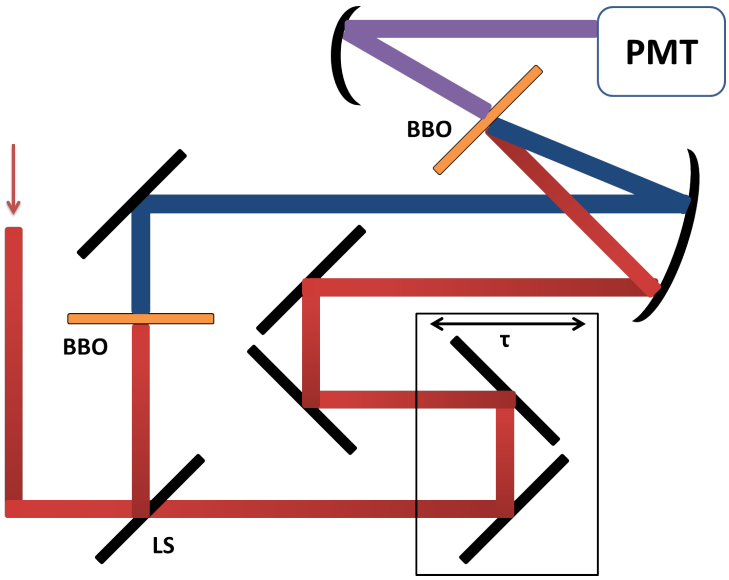


FIGURE 1.11: Schéma du dispositif optique d'un corrélateur croisé du troisième ordre. L'impulsion incidente est en rouge (800 nm), la seconde harmonique est en bleu (400 nm) et la troisième harmonique est en violet (267 nm). BBO est le matériau du cristal et LS signifie lame séparatrice. τ est le délai introduit par la ligne à retard optique déplacée par la platine de translation.

le contraste sur plusieurs dizaines de picosecondes à raison d'une résolution de 100 fs pour ne

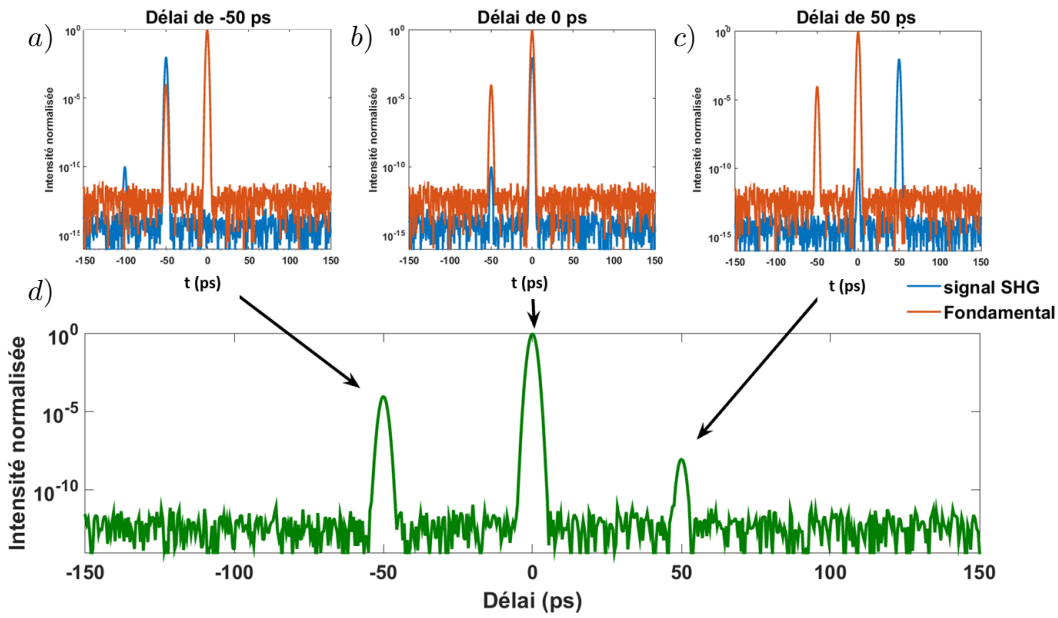


FIGURE 1.12: Processus de génération d'artefacts lors d'une mesure avec un appareil de type Toundra. Les graphiques a,b et c représentent la superposition temporelle des signaux pour le doublage. Le signal SHG a été décalé volontairement pour plus de visibilité. d) Courbe d'auto-corrélation du 3ème ordre.

pas manquer de pré-impulsions. Cela donne 1000 points de mesure pour une plage de 100 ps à mesurer. Pour des lasers de haute intensité dont la cadence est généralement de 1 tir par seconde, une telle mesure prendrait 20 minutes sans moyennage. De plus, la mesure sera sensible aux fluctuations d'énergie tir-à-tir, au pointé du laser, aux perturbations environnementales, .. Il faudra alors bien sélectionner la fenêtre temporelle à mesurer et faire un compromis sur la résolution temporelle pour que la mesure prenne une durée raisonnable. Pour des lasers à haut taux de répétition comme celui des salles noires au LOA (1000 tirs par seconde), ces appareils voient leurs défauts quelque peu atténués et deviennent des solutions viables. Dans le cas des lasers PW où la cadence est problématique pour l'acquisition de milliers de points de mesure, il faudra se tourner vers les solutions mono-coup. Encore faut-il que la dynamique de mesure de celles-ci suivent les prérequis d'une mesure de contraste ($\sim$ 12 ordres de grandeur).

1.4.2 Techniques de mesure mono-coup

Une mesure mono-coup du contraste permettrait de résoudre de nombreux problèmes des appareils de la section précédente. Non seulement le gain de temps est considérable, mais cela ajoute la possibilité de rétroagir sur la chaine laser en temps réel en plus d'être immunisé à toute sorte de bruit apparaissant avec des mesures multi-coups. A ce jour, seulement deux types de techniques permettent une mesure mono-coup : les solutions à base d'interférométrie spectrale (SRSI [17]) et celle à base d'OPA et de SHG (génération de seconde harmonique ou second harmonic generation en anglais).

Dans le premier cas, la plage temporelle et la résolution sont directement définis par le pas du réseau de diffraction utilisé pour le spectromètre. Il n'y a pas alors de modulabilité possible pour les paramètres de la mesure (taille de la fenêtre temporelle, résolution) sauf si on change de réseau. Cela est possible dans certains cas avec une tourelle à réseaux. On obtient typiquement quelques picosecondes dans le cas du Wizzler (marque de Fastlite pour la technique SRSI) mais plusieurs dizaines de picosecondes ont été mesurées récemment [94] en modifiant quelque peu la technique. Toutefois le Wizzler n'a pas pour but premier de mesurer le contraste temporel de l'impulsion et sa dynamique ne permet d'atteindre que 5 ordres de grandeur.

Dans le deuxième cas, la plage temporelle est encodée dans l'angle entre les deux impulsions (qui peut être obtenu en focalisant avec un angle ou avec du PFT) comme le montre la figure 1.13 de l'article [95]. Spatialement, le délai entre l'impulsion et la référence varie linéairement et

une matrice de fibres optiques permet d'obtenir la courbe de corrélation croisée de l'impulsion [96]. Avec une plage temporelle de 50 ps et 10 ordres de grandeur de dynamique, cet appareil se rapproche des spécifications pour les interactions avec une cible solide et peut déjà garantir le contraste pour de nombreuses applications où les 12 ordres de grandeur du contraste temporel n'est pas critique.

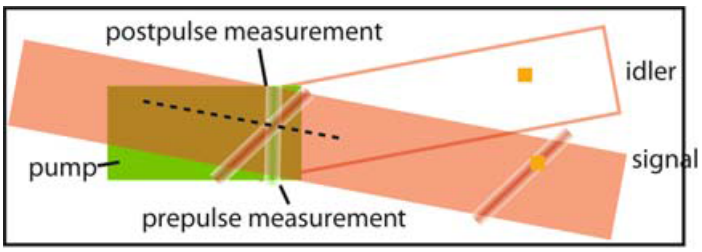


FIGURE 1.13: Le PFT permet de faire interférer les deux impulsions selon un délai variant spatialement. Le front d'impulsion du signal à mesurer est incliné permettant l'encodage du délai spatialement.

1.4.3 Conclusion sur les méthodes de mesure du contraste temporel

Les méthodes de mesure du contraste temporel se distinguent en deux catégories : celles scannant le délai pour tracer l'autocorrélation de troisième harmonique du signal et celles monocoup qui sacrifient certains paramètres au bénéfice d'une mesure instantanée. Pour ces dernières, la mesure perd en général en flexibilité en termes de résolution et d'excursion temporelles mais aussi en dynamique maximale mesurable. Dans le but d'aligner et d'optimiser la chaine laser depuis l'oscillateur, mesurer 12 ordres de grandeur sur jusqu'à 2 ns avant l'impulsion n'est pas indispensable. Ce n'est que lorsque l'on se rapproche de la cible que le contrast temporel à 12 ordres de grandeur devient critique.

Conclusion du chapitre

Dans le cadre des lasers femtosecondes ultra-intenses, garantir une bonne interaction laser-matière se décompose en deux parties. La première consiste à s'assurer qu'il n'y a pas de pré-ionisation de la cible en amont du pic principal. Il s'agit de la mesure du contraste temporel de l'impulsion. La seconde consiste à s'assurer que l'impulsion est comprimée au foyer sur cible. Pour cela, il faut vérifier plusieurs caractéristiques de l'impulsion, la durée temporelle, la forme de la tache focale et la forme spatio-temporelle.

Différents instruments de mesure permettent de caractériser les différents aspects mentionnés. Cependant, peu d'instruments permettent de réaliser facilement une caractérisation monocoup de telles impulsions. L'objectif du développement de la technique SRSI-ETE est de pouvoir garantir ces deux points simultanément pour chaque tir laser.

Au cours de cette thèse, nous nous sommes rendus compte que la caractérisation et donc la quantification des distorsions affectant l'impulsion n'était pas absolument nécessaire. En effet, le diagnostic en ligne de ces distorsions permet déjà de fournir beaucoup d'informations sur l'état du laser. La technique CROISSANT développée lors de cette thèse est axée autour de cet objectif d'identification des distorsions spatio-temporelles affectant l'impulsion.

Chapitre 2

Filtrage non-linéaire par effet XPW d'impulsions femtosecondes

Introduction

Le but de ma thèse est d'étudier la possibilité d'étendre la technique SRSI à la mesure d'une dimension spatiale. Cette technique repose sur l'effet de génération d'onde à polarisation croisée (« XPW » pour Cross-Polarized Wave generation). J'étudie dans ce chapitre le filtrage des distorsions spatio-temporelles par cet effet non-linéaire.

L'effet XPW

L'effet XPW est un effet non-linéaire du 3ème ordre issu d'un mélange à 4 ondes dégénéré et achromatique sensible au cube de l'intensité de l'onde incidente [97]-[99]. Les premiers travaux datent des années 1980 [100], [101] et ils furent suivis d'études théoriques dans les années 1990 [102], [103]. Si cette dernière est polarisée linéairement sur un cristal non-linéaire dont la susceptibilité non linéaire $\chi^{(3)}$ est anisotrope, une onde polarisée linéairement et orthogonalement à l'onde incidente est générée. Cela est résumé dans la formule suivante :

$$\vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}\vec{E}\vec{E}. \tag{2.0.1}$$

$\chi^{(3)}$ est un tenseur du quatrième ordre à 81 éléments et ϵ_0 est la constante diéléctrique du vide. L'utilisation de cristaux isotropes permet de s'assurer que seule l'onde XPW est générée sur la polarisation orthogonale à celle incidente permettant ainsi de la filtrer avec un polariseur en sortie de cristal. Cela correspond à des structures cristallines cubiques. Plusieurs matériaux possèdent les propriétés cristallographiques pour permettre une génération efficace de l'effet XPW. Une forte anisotropie σ est nécessaire pour avoir une bonne efficacité. Celle-ci vaut [104] :

$$\sigma = \frac{\chi^{(3)}_{xxxx} - \chi^{(3)}_{xxyy} - \chi^{(3)}_{xyyx}}{\chi^{(3)}_{xxxx}}. \tag{2.0.2}$$

Pour obtenir les meilleurs rendements, le Fluorure de Baryum (BaF_2) est le meilleur candidat en utilisant la coupe holographique ([011]) [105]. Dans notre configuration, on utilise l'effet dans le régime de faible efficacité (<1%) sur un cristal de Fluorure de Calcium (CaF_2). On se place à 10^{11}W/cm^2, en dessous du seuil de 10^{12} W/cm^2 [106] pour éviter la génération de continuum dans le cristal. Le rendement est également dépendant de l'angle azimutal du cristal et la correspondance entre la direction de polarisation et les axes de la structure cristalline [99], [107]. Cet effet a été longuement étudié sous différents aspects au LOA et notamment au cours de thèses successives [108]-[110].

L'utilisation de cet effet sur les chaines lasers s'est démocratisée et permet d'atteindre des contrastes temporels très élevés sur le front-end [91], [111]-[120]. Il est également présent sur des techniques de diagnostic comme SRSI [17] ou XPW D-SCAN [121].

XPW et SRSI

La technique SRSI est basée sur l'interférométrie spectrale pour reconstruire la forme temporelle de l'impulsion. Un des bras de l'interféromètre contient un cristal dit XPW pour générer une deuxième impulsion avec laquelle l'impulsion à mesurer va interférer sur le capteur CCD d'un spectromètre. Le traitement des franges spectrales obtenues permet d'obtenir la différence de phase entre les impulsions des deux bras. Les propriétés de l'effet XPW sur la phase spectrale d'une impulsion femtoseconde sont bien documentées [122]-[124]. En résumé, le terme d'ordre 2 de la phase spectrale de l'impulsion XPW $\phi^{(2)}_{XPW}$ peut s'exprimer en fonction du terme d'ordre 2 de la phase en entrée $\phi^{(2)}_0$:

$$\phi^{(2)}_{XPW} = \frac{\phi^{(2)}_0}{F(\phi^{(2)}_0, \sigma_{t,\phi=0})}, \tag{2.0.3}$$

où F est la fonction de filtrage. Ce facteur est borné entre 1 et 9 pour la dispersion et permet ainsi de réduire la distortion de phase sur l'impulsion XPW. On verra dans cette partie que l'on peut généraliser à toutes les distortions cette réduction par effet XPW. Pour l'équation suivante je généralise donc F à toutes les distortions. La phase mesurée ϕ_m, en fonction de la phase ϕ_0 de l'impulsion incidente, vaut alors :

$$\phi_m = \phi_0 - \frac{\phi_0}{F(\phi_0, \sigma_{t,\phi=0}} \tag{2.0.4}$$

$$\phi_m = \phi_0 . \frac{F(\phi_0, \sigma_{t,\phi=0}) - 1}{F(\phi_0, \sigma_{t,\phi=0})}. \tag{2.0.5}$$

Plus F est élevée, plus ϕ_m est proche de ϕ_0. La mesure de la dispersion est à $\phi_0/F(\phi_0, \sigma_{t,\phi=0})$ de la bonne valeur. On verra dans cette partie que le facteur F dépend de la distortion considérée et du facteur de forme de l'impulsion. L'algorithme sert à reconstruire ce bout de phase manquant en simulant le spectre XPW et sa phase spectrale à partir des mesures. La phase reconstruite ϕ^n est alors une suite de récurrence qui peut s'exprimer :

$$\begin{cases} \phi^0 = \phi_m, \\ \phi^n = \phi^0 + \frac{\phi^{n-1}}{F(\phi^{n-1}, \sigma_{t,\phi=0})}. \end{cases} \tag{2.0.6}$$

On en connait les variations et les limites qui dépendent du premier terme de la suite ϕ_m. L'étude approfondie de l'algorithme de reconstruction [125] a fourni les conditions de convergence, le domaine de validité et poussé l'analyse aux ordres supérieurs de phase spectrale et à des formes de spectre plus complexes. SRSI fournit également un critère de qualité de la mesure en montrant que $\Delta\omega_{XPW}(x)$ est directement lié à ϕ_0. En bloquant un bras de l'interféromètre, on peut immédiatement savoir si on se trouve dans la zone de validité de l'algorithme.

Dans cette partie, le but est d'étendre ce domaine de validité de l'algorithme de reconstruction à une dimension spatiale et aux CST. Plus précisemment, il s'agit de vérifier que l'effet XPW filtre suffisamment la phase spatiale et spatio-spectrale pour que l'algorithme reconstruise l'impulsion à mesurer. Comme la technique SRSI-ETE utilise un spectro-imageur, une seule dimension spatiale est mesurable par tir. On se limite donc à l'étude d'une dimension spatiale x dans la suite et tout résultat théorique sera transposable pour la dimension transverse y.

Dans un premier temps, je fais un rappel des résultats démontrés sur la phase spectrale en utilisant les notations de ce manuscrit. Ensuite, je montre que toute l'analyse de la phase spectrale peut être transposée à la phase spatiale. Enfin, je vérifie que pour trois CSS, la phase spatio-spectrale de l'impulsion XPW est bien filtrée. Je donne alors les conditions de convergence de l'algorithme de reconstruction 2D et une vérification mono-coup et simple en amont de la mesure pour donner une estimation de la qualité de la mesure.

2.1 Filtrage spectral par effet XPW

Les articles [122], [125] ont chacun utilisé différentes notations pour exprimer le filtrage de la phase spectrale par effet XPW. Je vais devoir également apporter les notations d'Akturk et al. pour les CST. Ainsi, je vais rappeler les résultats des deux articles cités en utilisant ces nouvelles notations.

2.1.1 Contexte de l'étude

Par la suite, je considère le cas pratique suivant : l'impulsion femtoseconde est focalisée sur le cristal non-linéaire comme le montre le schéma de la figure 2.1.a. Les rectangles bleus représentent les polariseurs et les flèches à double sens les lentilles convergentes. La première lentille focalise l'impulsion sur le cristal non-linéaire et le premier polariseur assure une onde d'entrée polarisée linéairement. L'effet XPW génère alors une deuxième onde polarisée orthogonalement à l'impulsion d'entrée. Le second polariseur permet de ne récupérer que le signal XPW tandis que la seconde lentille recollimate le faisceau. En dessous, pour illustrer l'effet de filtrage non linéaire, nous avons affiché un graphique d'intensité d'une impulsion LTF aux différents stades de l'effet XPW. La première colonne représente l'intensité spatio-spectrale de l'impulsion d'entrée avant la première lentille (position 1). La figure 1.b est dans le domaine (x, ω) (fond bleu) qui peut être mesuré directement avec un spectromètre imageur. Il montre l'intensité de l'impulsion d'entrée par rapport à la pulsation optique et une dimension spatiale du faisceau. La deuxième colonne représente l'intensité de l'impulsion temporelle au point focal (domaine (k, t), fond rouge) juste avant d'entrer dans le cristal XPW (position 2). Ce domaine n'est pas facilement mesurable mais l'intensité de l'impulsion XPW est exprimée sous forme du cube de l'intensité de l'impulsion incidente dans ce domaine. Ainsi, la troisième colonne qui représente l'intensité XPW se trouve également dans le domaine (k, t) directement à la sortie du cristal (position 3). La quatrième colonne représente l'intensité spatio-spectrale dans le champ lointain (position 4) où elle peut être mesurée directement par un spectromètre imageur dans le domaine (x, ω). On y affiche également les spectres projetés du signal XPW (rouge) et du signal d'entrée (blanc) le long des deux dimensions. Le tracé horizontal correspond à la moyenne spatiale de la largeur spectrale, tandis que le tracé vertical correspond à la moyenne spectrale de la largeur du faisceau. La deuxième ligne représente l'intensité de l'impulsion dans le domaine (x, t) (fond noir) pour les positions 1 et 4 (soit les graphiques f et i). On observe bien la réduction de durée temporelle pour l'impulsion XPW et donc l'élargissement spectral représenté par les courbes rouges et blanches sur la figure 2.1e.

Par la suite, on se servira de cette représentation pour étudier les trois types de filtrage (spectral, spatial et spatio-temporel). Je vais maintenant étudier la principale forme de distortion de la phase spectral : la dispersion spectrale.

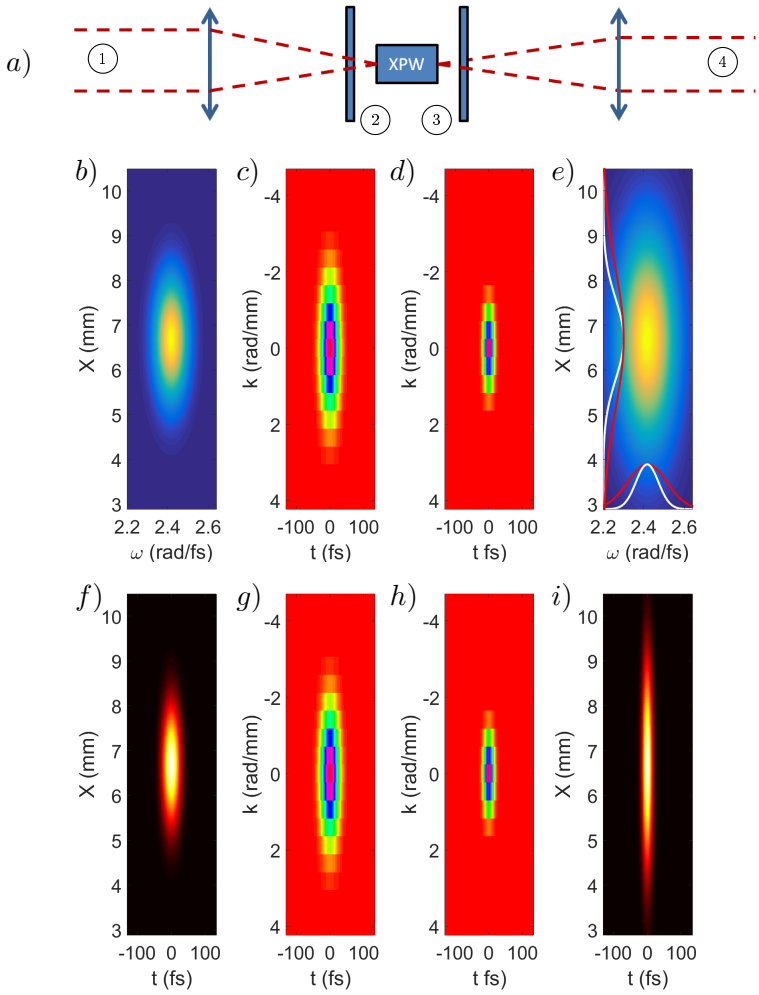


FIGURE 2.1: Filtrage d'une impulsion de 30 fs LTF par effet XPW. a) Schéma du montage optique. b et e) Intensité spatio-spectrale de l'impulsion initiale puis XPW en positions 1 puis 4. c-d-g-h) Intensité spatio-temporelle de l'impulsion initiale puis XPW au foyer. f et i) Intensité spatio-temporelle de l'impulsion initiale puis XPW en positions 1 puis 4.

2.1.2 Phase spectrale purement quadratique

Etude du profil spatio-spectral de l'impulsion XPW simulée

Des simulations ont été réalisées afin de visualiser le phénomène. Pour le cas de la phase spectrale quadratique, elles sont relativement simples mais j'utiliserai le même format pour représenter des impulsions plus complexes dans les sections suivantes. J'ai utilisé les réglages de la caméra utilisée dans le laboratoire et les spécifications du réseau de spectromètres comme paramètres pour la simulation. La résolution en longueur d'onde (0,028 nm/pixel) définit l'excursion temporelle (∼37 ps) et la résolution spatiale (3,8 μm) est définie par la taille des pixels. La matrice de pixels fait 3520x4656 et définit ainsi la résolution temporelle (∼16 fs). Nous avons utilisé une impulsion de 30 fs centrée à 780 nm avec un diamètre de faisceau de 1,5 mm. L'impulsion a été définie dans le domaine (x, ω) puis on effectue une transformée de Fourier 2D (2D-FT) au domaine (k, t) où l'effet XPW survient. Ensuite, on revient par transformée de Fourier 2D inverse (2D-FT^{-1}) au domaine (x, ω) où on observe la largeur de bande spectrale et la phase spectrale de l'impulsion de sortie. Les champs électriques simulés dans les différents domaines pour une impulsion LTF et une impulsion avec $\phi^{(2)} = 560$ fs^2 sont visibles sur la figure 2.2.

Comme nous avons le même spectre initial (graphiques b-f) et que seule la phase spectrale varie, nous ne verrions pas la différence entre les deux impulsions avec un spectromètre imageur, mais l'intensité au foyer diminuerait quand même beaucoup. Comme on peut le voir sur les graphiques c-g de la figure 2.2, l'impulsion est plus longue et n'est donc pas aussi comprimée que l'impulsion LTF (graphiques d-h). Cela affecte directement l'efficacité du filtrage et le spectre XPW est exactement aussi large que l'impulsion d'entrée sur le graphique 2.2i. Par ailleurs, l'ajout de la dispersion spectrale n'a pas eu d'impact sur le profil spatial qui a été élargi tout autant que pour l'impulsion LTF (graphiques e-i).

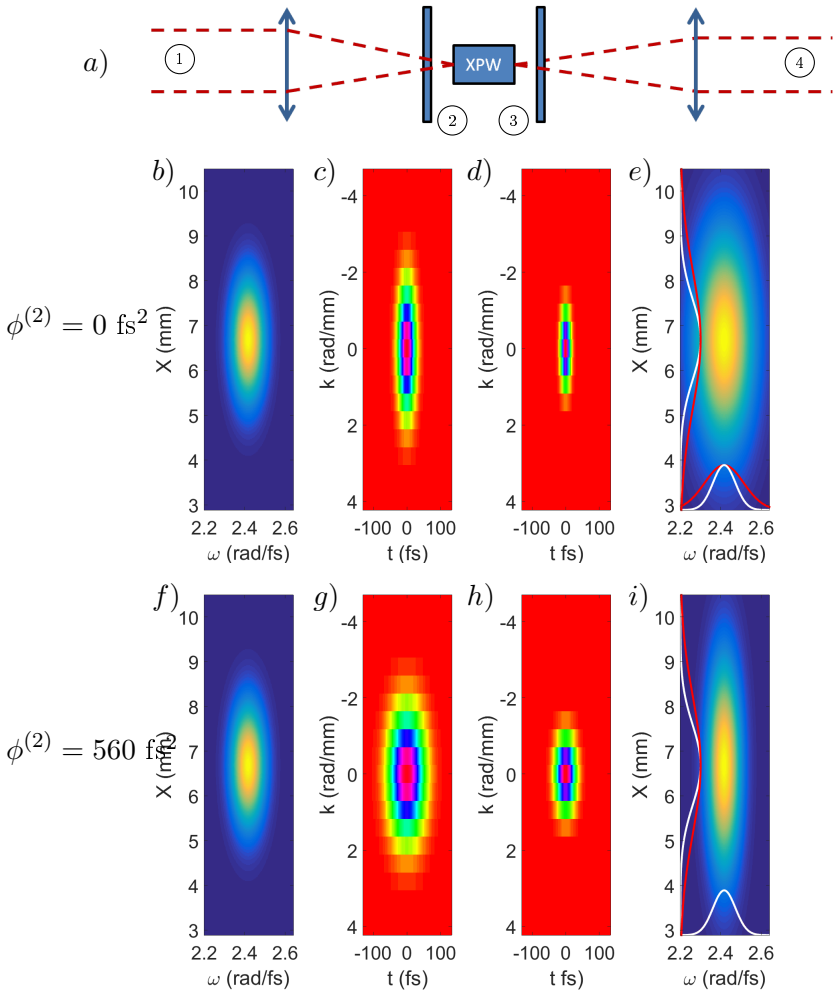


FIGURE 2.2: Filtrage d'une impulsion chirpée par effet XPW. b-e) Impulsion LTF pour référence. f-i) Impulsion de 30 fs avec $\phi^{(2)}_{\omega\omega} = 560$ fs^2.

Filtrage

L'effet XPW et sa capacité de filtrage temporel sont directement liés à la mesure observable de la largeur de bande spectrale ou $\tilde{R^R}_{\omega\omega}$. En comparant les largeurs de bande spectrale de l'impulsion d'entrée et de son 3ème ordre filtré, on peut exprimer le facteur d'élargissement $Z_{\omega\omega}$:

$$Z_{\omega\omega} = \frac{\Delta\omega_{XPW}}{\Delta\omega_0} = \sqrt{\frac{\tilde{R^R}_{\omega\omega,0}}{\tilde{R^R}_{\omega\omega,XPW}}} = \sqrt{\frac{1}{3}\frac{9+\frac{\tilde{P^I}^2_{tt}}{\tilde{P^R}^2_{tt}}}{1+\frac{\tilde{P^I}^2_{tt}}{\tilde{P^R}^2_{tt}}}}. \tag{2.1.1}$$

Pour des impulsions gaussiennes et en utilisant $\frac{\tilde{P^I}_{tt,0}}{\tilde{P^R}_{tt,0}} = -\frac{\tilde{R^I}_{\omega\omega,0}}{\tilde{R^R}_{\omega\omega,0}}$ et $\tilde{R^R}_{\omega\omega} = \frac{1}{\Delta\omega^2} = \frac{\tau^2}{4} = \sigma_t^2$, on peut alors exprimer :

$$Z_{\omega\omega} = \frac{\Delta\omega_{XPW}}{\Delta\omega_0} = \sqrt{\frac{1}{3}\frac{9+(0.5\gamma_{\omega\omega})^2}{1+(0.5\gamma_{\omega\omega})^2}}, \tag{2.1.2}$$

où $\gamma_{\omega\omega} = \frac{\phi^{(2)}}{\sigma^2_{t,\phi=0}}$ représente la dispersion spectrale normalisée par le carré de la durée d'impulsion LTF. $Z_{\omega\omega}$ a $Z_0 = \sqrt{3}$ comme maximum d'élargissement spectral. Par contre lorsque la dispersion tend vers l'infini, l'élargissement est en fait un rétrécissement du spectre d'un facteur $\frac{1}{\sqrt{3}}$. On peut comprendre ce résultat de la manière suivante : l'impulsion est tellement étirée temporellement que le filtrage n'est effectuée que pour une certaine bande temporelle de l'impulsion qui n'est donc composée que d'une certaine bande spectrale puisque l'impulsion est chirpée. L'impulsion XPW est donc composée seulement de la bande spectrale filtrée temporellement par l'effet XPW.

Cette équation 2.1.2 obtenue à partir des notations d'Akturk n'est valable que pour des impulsions gaussiennes. Toutefois, une formule plus générale pour les formes d'impulsions a été obtenue [125] et implique l'utilisation du facteur $\alpha_{\omega\omega}$ qui est le produit temps-bande passante dépendant de la forme d'impulsions considérées. Dans l'équation 2.1.2, on avait $\alpha_{\omega\omega} = 0,5$ (impulsions gaussiennes). La formule pour le cas plus général est :

$$Z_{\omega\omega} = \frac{\Delta\omega_{XPW}}{\Delta\omega_0} = \sqrt{\frac{1}{Z_0^2}\frac{Z_0^4+(\alpha_{\omega\omega}\gamma_{\omega\omega})^2}{1+(\alpha_{\omega\omega}\gamma_{\omega\omega})^2}}. \tag{2.1.3}$$

Z_0 est la valeur maximale de $Z_{\omega\omega}$ et vaut $\sqrt{3}$ pour un spectre gaussien. La dispersion spectrale est directement le coefficient $\tilde{R}^I_{\omega\omega}$ et on exprime le facteur de réduction $F_{\omega\omega}$ de la dispersion spectrale :

$$F^{(2)}_{\omega\omega} = \frac{\gamma_{\omega\omega,0}}{\gamma_{\omega\omega,XPW}} = \frac{\tilde{R^I}_{\omega\omega,0}}{\tilde{R^I}_{\omega\omega,XPW}} = \frac{9+\frac{\tilde{P^I}^2_{tt}}{\tilde{P^R}^2_{tt}}}{1+\frac{\tilde{P^I}^2_{tt}}{\tilde{P^R}^2_{tt}}} = \frac{9+(\alpha_{\omega\omega}\gamma_{\omega\omega})^2}{1+(\alpha_{\omega\omega}\gamma_{\omega\omega})^2} = 3Z^2_{\omega\omega}. \tag{2.1.4}$$

Le facteur de réduction a 9 pour valeur maximale pour des impulsions avec de faibles valeurs de dispersion spectrale et tend vers 1 pour une impulsion avec une dispersion infinie. La dispersion spectrale de l'impulsion XPW reste alors la même que celle de l'impulsion incidente. Ces équations 2.1.2 et 2.1.4 correspondent aux résultats d'études antérieures sur le filtrage spectral par effet XPW.

L'élargissement spectral et le filtrage de phase spectrale sont représentés sur la figure 2.3. Pour de grandes valeurs de dispersion spectrale, l'effet XPW ne filtre pas et laisse la dispersion spectrale telle quelle. Il est intéressant de noter que même si le spectre XPW est aussi large que le spectre fondamental, la dispersion spectrale est tout de même divisée par un facteur 3. Par exemple, une impulsion LTF de 30 fs avec 560 fs^2 (i.e. une impulsion de 60 fs) verra sa dispersion spectrale diminuer à $\sim$ 187 fs^2 (i.e. une impulsion de 35 fs) avec le même spectre que l'entrée (donc la même durée LTF).

Dans le cadre de l'algorithme de la technique SRSI, il a été montré [125] que la valeur maximale de dispersion pour pouvoir la reconstruire était de $\gamma_{\omega\omega} \leq 2\sqrt{3}$ pour un spectre gaussien et de manière plus générale $\frac{Z_0}{\alpha_{\omega\omega}}$. Cette dispersion affecte l'élargissement spectral, $Z_{\omega\omega}$, qui permet de transposer cette condition de convergence à la mesure de $Z_{\omega\omega}$. Ainsi, il faut que $Z_{\omega\omega} \geq 1$ ce qui est une mesure observable en mono-coup sans interférométrie. Cela fournit donc un indice objectif mono-coup de la qualité de la mesure et donc de l'impulsion.

Le facteur R_I pour le cas particulier de la dispersion spectrale peut facilement s'exprimer en fonction des variables définies plus haut :

$$R_{It} = \frac{I}{I_{max}} = \frac{\frac{E}{\tau \Delta x_0}}{I_{max}} = \frac{\frac{E}{2\sqrt{\sigma^2_{t,\phi=0}+\Delta t'^2}\Delta x_0}}{I_{max}} = \frac{\frac{E}{2\sigma_{t,\phi=0}\sqrt{1+(\alpha_{\omega\omega}\gamma_{\omega\omega})^2}\Delta x_0}}{\frac{E}{2\sigma_{t,\phi=0}\Delta x_0}} = \frac{1}{\sqrt{1+(\alpha_{\omega\omega}\gamma_{\omega\omega})^2}}. \tag{2.1.5}$$

L'indice t indique qu'il s'agit de la réduction d'intensité uniquement liée aux distortions temporelles (donc spectrales).

En ne considérant que les distorsions de phase spectrale, cela signifie que si le spectre XPW est au moins aussi large que le spectre fondamental ($\gamma_{\omega\omega} = 2\sqrt{3}$), alors l'intensité I est supérieure à 50% de l'intensité du pic d'une impulsion parfaite (gaussienne). Se rapprocher d'un élargissement spectral de $\sqrt{3}$ en diminuant $\gamma_{\omega\omega}$ signifie que l'on se rapproche d'une compression idéale et de l'intensité maximale théorique I_{max} de l'impulsion. Sans présence de CST, on a donc également un diagnostic de la qualité de la compression temporelle de l'impulsion.

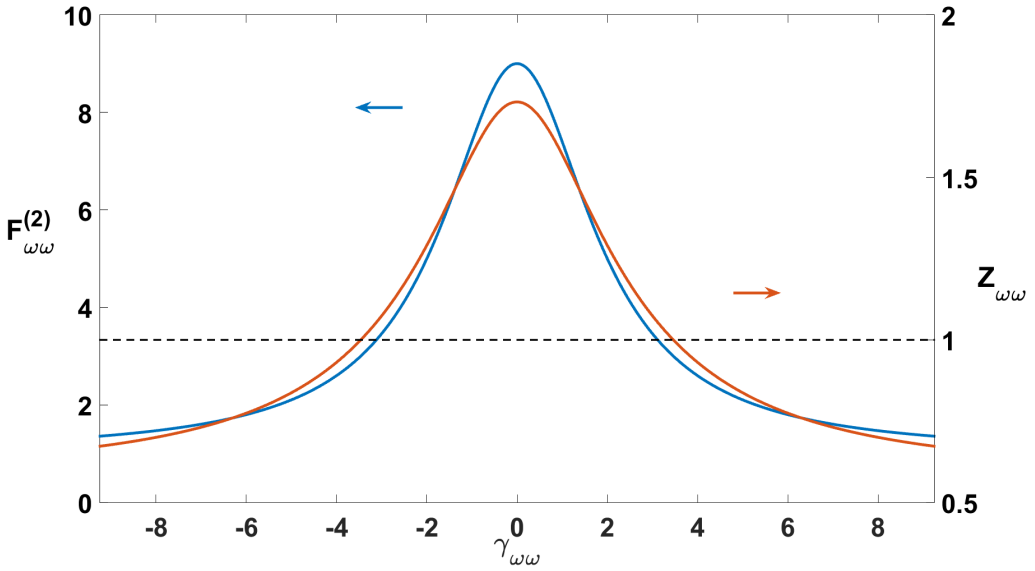


FIGURE 2.3: $F^{(2)}_{\omega\omega}$ (courbe bleue) et l'élargissement spectral (courbe rouge). La ligne noire en pointillés indique la position pour laquelle nous avons un élargissement spectral dû à l'effet XPW.

2.1.3 Ordres supérieurs de phase spectrale

Je vais m'intéresser dans cette partie aux deux ordres de phase spectrale suivants : le troisième et le quatrième. Le troisième ordre a fait l'objet d'études pour l'efficacité énergétique [123] mais aussi dans le cadre de la technique SRSI [125] (ainsi que le quatrième ordre). La sensibilité de l'effet XPW à ces ordres est beaucoup moindre que pour la dispersion.

Etude du profil spatio-spectral de l'impulsion XPW simulée

La figure 2.4 représente le processus de filtrage pour une impulsion avec du troisième ordre de phase spectrale ($\gamma^{(3)}_{\omega\omega} = 6.9$). En effet, une phase spectrale cubique produit des rebonds temporels atténués de l'impulsion. Ceux-ci sont visibles légérement en amont de l'impulsion sur le graphique c. Comme nous l'effet XPW est sensible au cube de l'intensité, les pré et post-impulsions sont très bien filtrées. Elles ne sont d'ailleurs plus visibles sur le graphique d.

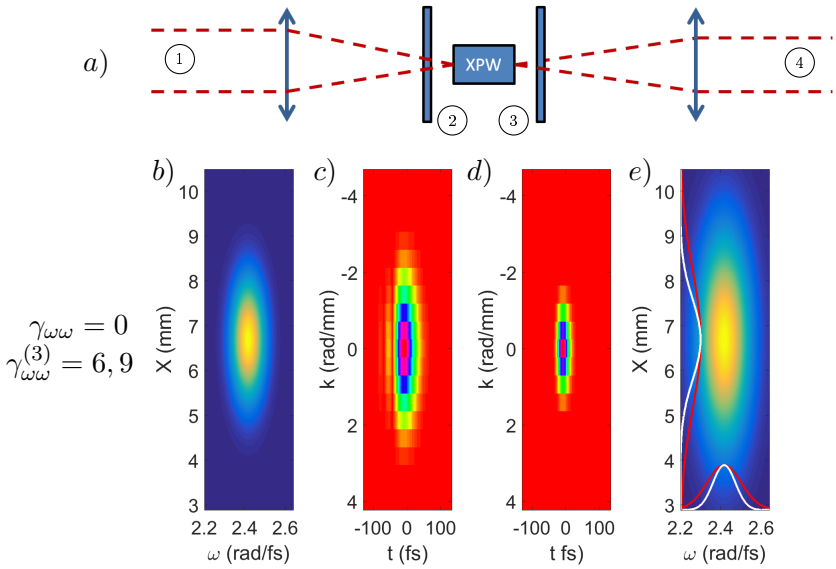


FIGURE 2.4: Filtrage d'une impulsion avec du troisième ordre de phase spectrale par effet XPW. b-e) Impulsion de 30 fs avec $\gamma^{(3)}_{\omega\omega} = 6,9$.

Filtrage

La figure 2.5 montre la réponse de l'élargissement spectral ainsi que les facteurs de réduction de phase en fonction de chaque ordre de phase définis comme suit :

$$F^{(3)}_{\omega\omega} = \frac{\phi^{(3)}_0}{\phi^{(3)}_{XPW}}, \tag{2.1.6}$$

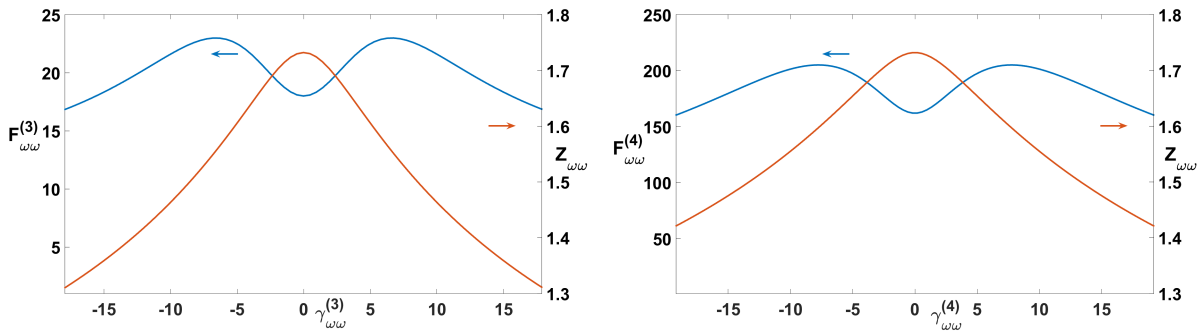
$$F^{(4)}_{\omega\omega} = \frac{\phi^{(4)}_0}{\phi^{(4)}_{XPW}}, \tag{2.1.7}$$

$$\gamma^{(3)}_{\omega\omega} = \frac{\phi^{(3)}_0}{\sigma^3_{t,\phi=0}}, \tag{2.1.8}$$

$$\gamma^{(4)}_{\omega\omega} = \frac{\phi^{(4)}_0}{\sigma^4_{t,\phi=0}}. \tag{2.1.9}$$

Tout d'abord, l'élargissement spectral ne pâtit pas de trop fortes valeurs de $\phi^{(3)}$ et de $\phi^{(4)}$. Alors que, pour la dispersion, $Z_{\omega\omega}$ descendait rapidement en dessous de 1 pour des valeurs de $\gamma_{\omega\omega} > 3.45$, dans le cas des ordres supérieurs, des valeurs de $\gamma^{(3)}_{\omega\omega}$ et $\gamma^{(4)}_{\omega\omega}$ supérieurs à 15 donnent toujours $Z_{\omega\omega} > 1.4$. Cela implique que l'on a une vraie robustesse de l'effet vis-à-vis des ordres supérieurs de phase spectrale et que gérer le cas de la dispersion est le principal obstacle à un filtrage spectral efficace. D'autre part, la phase spectrale de l'impulsion XPW est encore

mieux nettoyée que pour la dispersion. Alors que $F^{(2)}_{\omega\omega}$ divise au maximum par 9 la dispersion de l'impulsion incidente, pour les ordres supérieurs, on filtre par respectivement un facteur 20 et 200. Cela nous garantit une phase spectrale propre vis-à-vis des ordres 3 et 4 lors d'une utilisation de l'impulsion XPW comme d'un signal de référence pour une mesure d'une impulsion inconnue.



a) b)

FIGURE 2.5: Elargissement spectral et facteur de réduction de phase pour une phase spectrale purement a) du troisième ordre, b) du quatrième ordre.

2.1.4 Conclusion sur le filtrage spectral par l'effet XPW

Dans ce chapitre, nous avons rappelé que, suite au filtrage non-linéaire par effet XPW, la phase quadratique était divisée par un facteur $F^{(2)}_{\omega\omega}$ variant de 1 à 9. Nous avons vu que $Z_{\omega\omega}$ était un bon indicateur en mono-coup du filtrage non-linéaire et aussi de la compression temporelle au foyer. Par ailleurs, la condition $Z_{\omega\omega} > 1$ est nécessaire et suffisante pour la convergence de l'algorithme de la technique SRSI.

Les ordres supérieurs de phase sont moins gênants pour l'algorithme au vu des facteurs de réduction des différents termes de phase (20 et 200).

2.2 Filtrage spatial par effet XPW

2.2.1 Symétrie avec le filtrage spectral

Le domaine spatial a un comportement analogue par rapport au domaine spectral si nous focalisons l'impulsion sur le cristal. En effet, on peut permuter les variables k et t l'une avec l'autre dans l'équation 2.2.1.

$$E_{XPW}(k,t) \propto E(k,t)|E(k,t)|^2. \tag{2.2.1}$$

L'aspect symétrique des équations signifie que l'on peut s'attendre à un élargissement spatial ainsi qu'à une réduction de la courbure spatiale (terme du second ordre pour la phase spatiale ou $\tilde{Q}^I_{xx}$). De la même manière que pour le filtrage spectral, nous pouvons exprimer le filtrage spatial avec les coefficients $\tilde{Q}$ qui contiennent les caractéristiques propres de l'impulsion. En supposant une impulsion FTL avec une courbure spatiale ($\tilde{R}^I_{\omega\omega}$ et les termes croisés sont nuls), nous observons la largeur du faisceau Δx (liée à $\tilde{Q}^R_{xx}$). Notez qu'ici encore, les largeurs de faisceau locales et globales sont égales puisque nous ne considérons pas encore de CST sur l'impulsion. En examinant le spectre XPW, nous observons :

$$Z_{xx}(\gamma_{xx}) = \frac{\Delta x_{XPW}}{\Delta x_0} = \sqrt{\frac{\tilde{Q}^R{}_{xx,0}}{\tilde{Q}^R{}_{xx,XPW}}} = \sqrt{\frac{1}{3}\frac{9+\frac{\tilde{P}^I{}^2_{kk}}{\tilde{P}^R{}^2_{kk}}}{1+\frac{\tilde{P}^I{}^2_{kk}}{\tilde{P}^R{}^2_{kk}}}}. \tag{2.2.2}$$

Puisque nous avons $\frac{\tilde{P}^I{}_{kk}}{\tilde{P}^R{}_{kk}} = -\frac{\tilde{Q}^I{}_{xx}}{\tilde{Q}^R{}_{xx}}$ et $\tilde{Q}^R{}_{xx} = \frac{1}{\Delta x_0^2} = \frac{\Delta k_0^2}{4} = \sigma_{k,\phi=0}$, on peut exprimer :

$$Z_{xx}(\gamma_{xx}) = \frac{\Delta x_{XPW}}{\Delta x_0} = \sqrt{\frac{1}{Z_0^2}\frac{Z_0^4+(\alpha_{xx}\gamma_{xx})^2}{1+(\alpha_{xx}\gamma_{xx})^2}}. \tag{2.2.3}$$

Concernant la courbure spatiale, on obtient :

$$F^{(2)}_{xx} = \frac{\gamma_{xx,0}}{\gamma_{xx,XPW}} = \frac{\tilde{Q}^I{}_{xx,0}}{\tilde{Q}^I{}_{xx,XPW}} = \frac{9\tilde{P}^R{}^2_{kk}+\tilde{P}^I{}^2_{kk}}{\tilde{P}^R{}^2_{kk}+\tilde{P}^I{}^2_{kk}} = Z_0^2\left(\sqrt{\frac{1}{Z_0^2}\frac{Z_0^4+(\alpha_{xx}\gamma_{xx})^2}{1+(\alpha_{xx}\gamma_{xx})^2}}\right)^2 = Z_0^2 Z_{xx}^2(\gamma_{xx}), \tag{2.2.4}$$

avec : $\gamma_{xx} = \frac{\phi^{(2)}_x}{\sigma^2_{k,\phi=0}}$ représente la courbure normalisée de l'impulsion et $\alpha_{xx} = 0,5$ pour les impulsions gaussiennes. Tout comme dans le cas spectral, nous pouvons mesurer directement l'élargissement spatial pour caractériser l'efficacité du filtrage. Comme pour $Z_{\omega\omega}$, le profil spatial de l'impulsion XPW subit un élargissement maximal de $Z_0 = \sqrt{3}$ et la courbure est divisée jusqu'à 9 lorsque la courbure d'entrée est suffisamment faible. De fait, la figure 2.3 représente aussi Z_{xx} et $F^{(2)}_{xx}$ en fonction de γ_{xx} si on échange les noms des variables. La figure 2.6 montre le processus XPW dans le cas de la présence de courbure spatiale. La première rangée (graphiques b à e) est la référence où l'impulsion d'entrée n'a pas de courbure spatiale. Nous avons choisi $\gamma_{xx} = 2\sqrt{3}$ de sorte que nous avons la même largeur de faisceau de sortie que l'entrée (graphiques f à i). De plus, il montrera la symétrie avec $\gamma_{\omega\omega}$. Encore une fois, les graphiques b et f montrent que la mesure du faisceau ne donnera pas assez d'informations sur ce qui se passe une fois que l'impulsion est focalisée sur une cible. En effet, nous pouvons avoir la même amplitude spatio-spectrale, mais le graphique g montre une impulsion plus grande au foyer que pour un faisceau collimaté (graphique c). Seule la dimension spatiale est affectée comme on peut le voir sur le graphique i montrant l'élargissement spatial limité à 1 et l'élargissement spectral $\sqrt{3}$.

On définit également le facteur de réduction d'intensité R_{Ix} pour les distortions spatiales :

$$R_{Ix} = \frac{1}{\sqrt{1+(\alpha_{xx}\gamma_{xx})^2}}. \tag{2.2.5}$$

Etant donnée la symétrie des équations avec l'aspect spectral du filtrage, les ordres supérieurs de phase spatiale influent de manière similaire sur le spectre que pour ceux de la phase spectrale. On pourra donc se reporter à la partie 2.1.3 pour comprendre le comportement aux ordres supérieurs de phase spatiale.

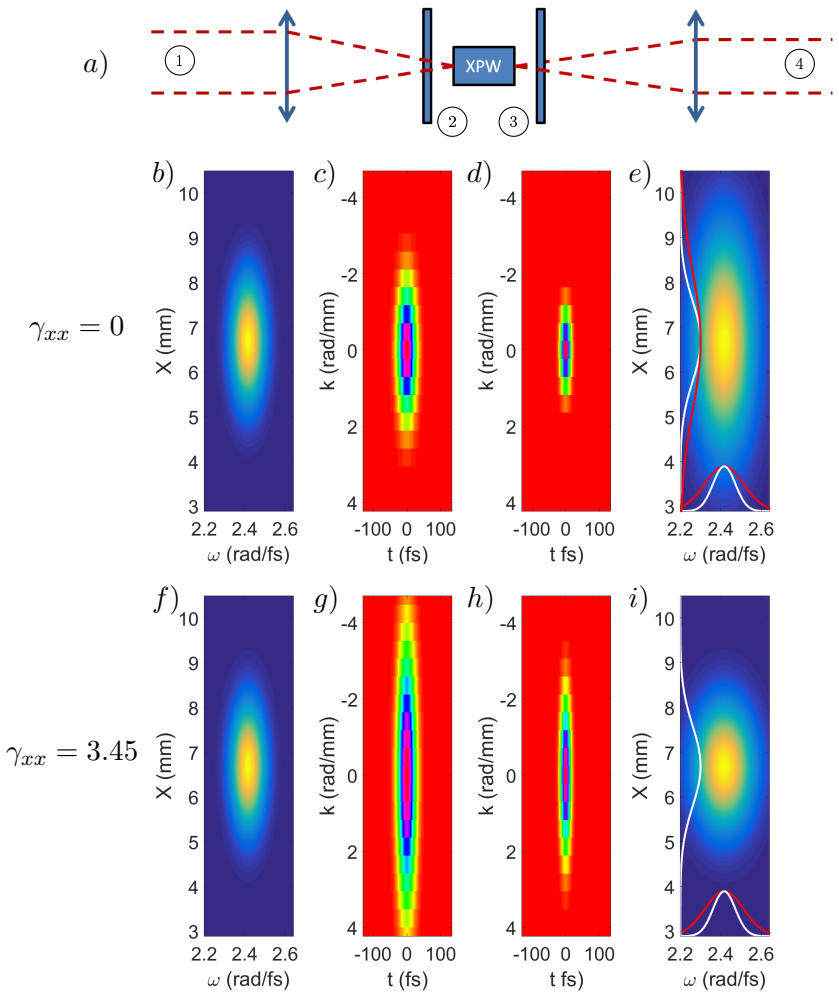


FIGURE 2.6: Filtrage d'une impulsion avec de la divergence par effet XPW. b-e) Impulsion parfaitement collimatée pour référence. f-i) Impulsion de 1.5 mm avec $\gamma_{xx} = 3,45$.

2.2.2 Cas des faisceaux dits top-hat

Sur les chaînes laser de haute puissance, les faisceaux n'ont la plupart du temps pas un profil gaussien. On se rapproche plus généralement de supergaussienne (plus connu sous le nom de top-hat). L'article [125] étudie cette forme d'impulsion dans le cas du filtrage spectral. On peut a priori transposer les résultats au filtrage spatial qui sont la réduction du maximum d'élargissement spatial. Je reprends ici les simulations pour inclure le filtrage de la courbure spatiale sur la figure 2.7. Les expressions analytiques déterminées dans la partie précédente ne sont plus valables pour des supergaussiennes. Tout d'abord on retrouve les résultats de l'article au niveau de l'élargissement spatial dont la valeur maximale est limité à $Z_0 \sim 1,4$. Par ailleurs, le facteur de réduction de phase est ici supérieur au cas d'un profil spatial gaussien. On se rapproche donc d'autant plus d'une phase spatiale plate qui perturbera moins une mesure SRSI-ETE.

L'utilisation de ces types de spectre dans les simulations ou une étude analytique se traduira par l'adaptation des termes α_{xx} et Z_0.

2.2.3 Conclusion sur le filtrage spatial par effet XPW

On a vu que la symétrie du rôle des variables x et ω permettait de transposer les résultats sur les propriétés spectrales aux propriétés spatiales des impulsions générées par effet XPW. Je me suis ainsi assuré que l'utilisation de l'effet XPW permet d'obtenir une impulsion dont la phase spatio-spectrale est plus aplanie que l'impulsion incidente pour les deux dimensions, indépendamment des couplages. Les conclusions sur les conditions de validité de l'algorithme pour la dispersion sont donc valables pour la courbure spatiale. D'autre part, le cas de faisceaux plus réalistes de type 'top-hat' fonctionne de la même manière pour autant que l'on adapte les paramètres Z_0 et α_{xx}. L'élargissement maximal (spatial ou donc spectral) est moindre mais la

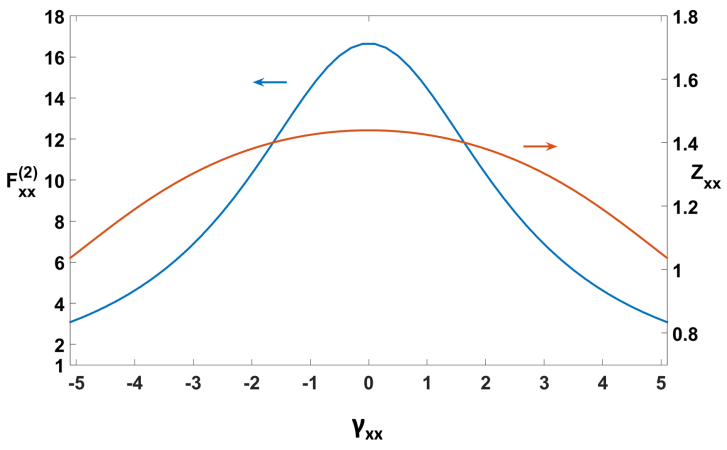


FIGURE 2.7: $F^{(2)}_{xx}$ et élargissement spatial en fonction de la courbure du faisceau incident pour un profil supergaussien d'ordre 3.

phase est davantage aplanie par le facteur de réduction.

2.3 Filtrage spatio-temporel par effet XPW

Dans cette section, nous nous intéressons aux CSS de phase dans le domaine (x, ω) puisque les CSS d'amplitude sont directement affichés sur le spectromètre-imageur. De plus, tout CST d'amplitude dans les domaines (x, t) ou (k, t) se transpose en CSS de phase dans le (x, ω) par transformation de Fourier.

On a vu que l'effet XPW permettait d'aplanir la phase spatiale et spectrale. Dans le cadre de la mesure de CSS de phase, il existe le problème de la soustraction du couplage de phase si celui-ci persiste sur l'impulsion XPW. Il faut donc vérifier le filtrage des CSS par effet XPW.

Dans la première partie, je considère le cas du CSS le plus commun : la WFD. Comme le montre [36], la WFD se transpose physiquement en du PFT. Afin de simplifier l'étude, je me suis restreint à l'étude d'impulsions gaussiennes spatialement et spectralement. Toutefois, les résultats seront valables a priori aussi pour d'autres formes d'impulsions en adaptant au besoin avec les paramètres Z_0 et α.

D'autre part, au cours de ces travaux, un aspect supplémentaire est apparu. Il s'agit de la détection des CST à travers l'intensité spatio-spectrale de l'impulsion XPW. En effet, la combinaison des couplages et de distorsions exclusivement spatiales ou spectrales a un impact spécifique sur le spectre XPW. Cela est traité dans la partie 3.

2.3.1 Filtrage de la WFD

Etude du profil spatio-spectral de l'impulsion XPW simulée

On peut essayer de comprendre le processus physique en regardant la figure 2.8 qui montre les résultats des simulations pour $\gamma_{x\omega} = 1.5$, soit 30 fs/mm. Cela correspond à peu près à la moitié du $\gamma_{\omega\omega}$ (resp. γ_{xx}) que nous utilisions pour générer une impulsion XPW spectralement (resp. spatialement) aussi large que l'impulsion fondamentale. La valeur inférieure de $\gamma_{x\omega}$ par rapport à $\gamma_{\omega\omega}$ (ou γ_{xx}) est expliquée par le facteur α manquant (0,5 pour la forme gaussienne) dans l'expression de $F_{x\omega}$. Encore une fois, l'examen de l'amplitude spectrale de l'impulsion fondamentale (graphiques 2D b et f) ne donnerait aucune information sur le véritable profil temporel (graphique 2D j) et sur la forme spatiale du foyer. L'impulsion au foyer du cristal XPW (graphiques 2D g et k) est plus large dans les deux sens que l'impulsion LTF (graphique 2D c). Dans le cas d'une courbure spatiale ou d'une dispersion spectrale, il ne s'élargirait que le long de ladite dimension comme on l'a vu dans les parties précédentes. Par conséquent, il limite symétriquement le filtrage spectral et spatial, comme en témoignent les élargissements projetés sur le graphique 2D i (ici proche de 1) et cela peut-être déjà un moyen d'identifier la distorsion qui affecte l'impulsion. Le couplage de phase que nous avons choisi de simuler n'est pas pratique à observer dans le domaine (x, ω). Pour une meilleure visibilité, nous avons ajouté la troisième ligne (graphiques 2D j à m) où l'impulsion a été affichée dans le domaine (x, t) à l'entrée et à la sortie du montage optique (graphiques 2D j et m). Le FST est alors plus évident avec une impulsion moins inclinée à la sortie qu'à l'entrée.

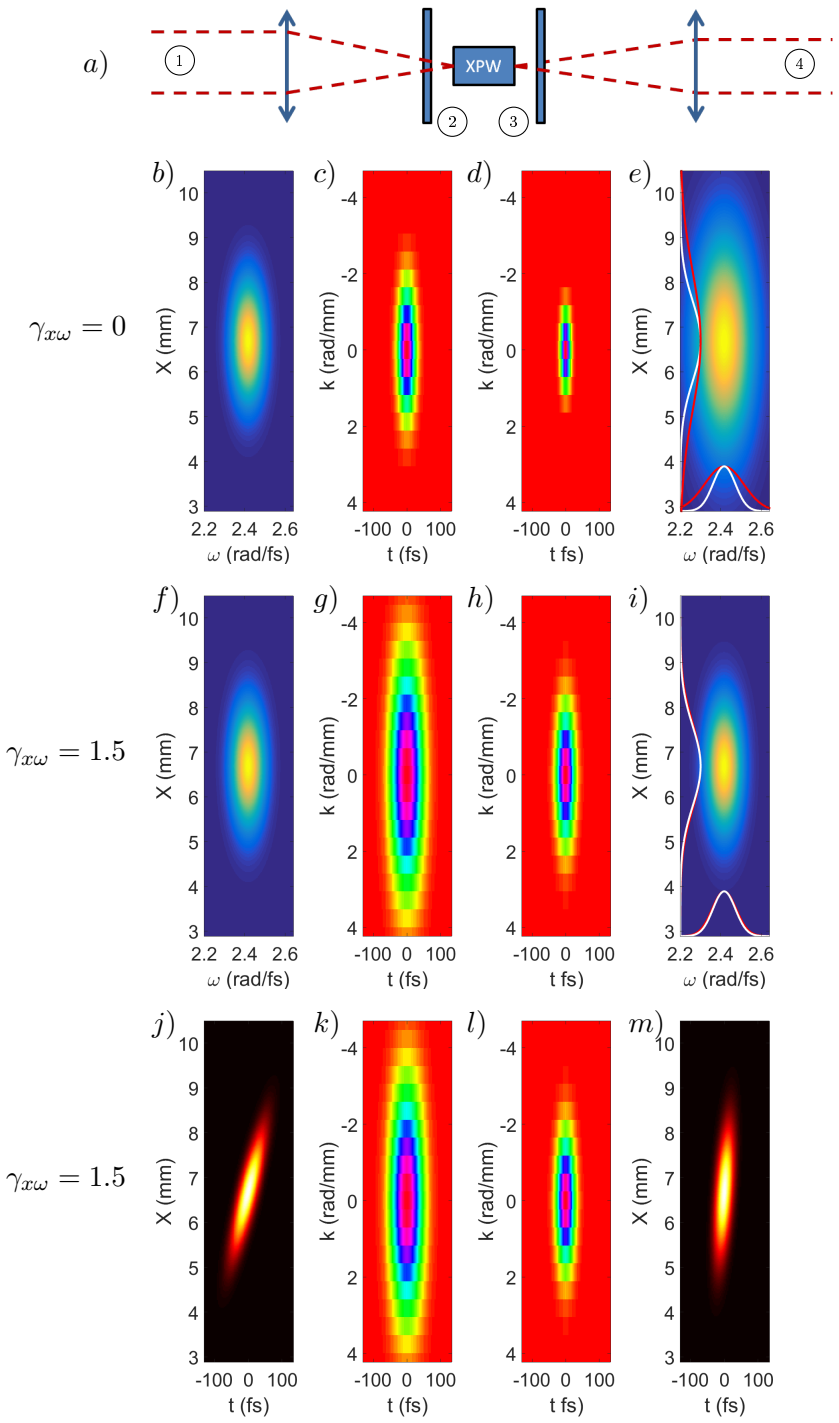


FIGURE 2.8: Filtrage d'une impulsion avec de la WFD par effet XPW. b-e) Impulsion LTF pour référence. f-i) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega} = 1,5$. j-m) Pareil que f-i mais les graphiques j et m représentent l'impulsion dans le domaine spatio-temporel.

Formules analytiques

Puisque nous ne voulons nous intéresser qu'au filtrage spatio-temporel (FST) dans un premier temps, nous allons d'abord nous intéresser à une impulsion LTF parfaitement collimatée. Ces hypothèses créent beaucoup de simplifications dans les équations. En effet, nous n'avons pas de courbure (i.e. $\tilde{Q}^I{}_{xx} = 0$) et pas de dispersion spectrale (i.e. $\tilde{R}^I{}_{\omega\omega} = 0$). De la même manière, nous observons la largeur spectrale pour connaître l'efficacité du FST :

$$Z_{\omega\omega} = \frac{\Delta\omega_{XPW}}{\Delta\omega_0} = \sqrt{\frac{\tilde{R}^R{}_{\omega\omega,0}}{\tilde{R}^R{}_{\omega\omega,XPW}}} = \sqrt{\frac{1}{3}\frac{9 - \frac{\tilde{P}^{I\,2}_{kt}}{\tilde{P}^R{}_{tt}\tilde{P}^R{}_{kk}}}{1 - \frac{\tilde{P}^{I\,2}_{kt}}{\tilde{P}^R{}_{tt}\tilde{P}^R{}_{kk}}}}. \tag{2.3.1}$$

En utilisant :

$$\tilde{P}_{tt,0} = \frac{1}{4}\frac{\tilde{R}_{xx,0}}{\tilde{R}_{xx,0}\tilde{R}_{\omega\omega,0} + \tilde{R}^2_{x\omega,0}}, \tag{2.3.2}$$

$$\tilde{P}_{kk,0} = \frac{1}{4}\frac{\tilde{R}_{\omega\omega,0}}{\tilde{R}_{xx,0}\tilde{R}_{\omega\omega,0} + \tilde{R}^2_{x\omega,0}}, \tag{2.3.3}$$

$$\tilde{P}_{kt,0} = \frac{1}{4}\frac{\tilde{R}_{x\omega,0}}{\tilde{R}_{xx,0}\tilde{R}_{\omega\omega,0} + \tilde{R}^2_{x\omega,0}}, \tag{2.3.4}$$

$$\gamma_{kt} = \frac{\tilde{P}^I_{kt}}{\sqrt{-\tilde{P}^R_{kk}\tilde{P}^R_{tt}}} = \frac{\tilde{R}^I_{x\omega}}{\sqrt{-\tilde{R}^R_{xx}\tilde{R}^R_{\omega\omega}}} = \gamma_{x\omega}. \tag{2.3.5}$$

On obtient donc :

$$Z_{\omega\omega} = \frac{\Delta\omega_{XPW}}{\Delta\omega_0} = \sqrt{\frac{1}{3}\frac{9+\gamma^2_{x\omega}}{1+\gamma^2_{x\omega}}}. \tag{2.3.6}$$

Nous voulons exprimer le rapport de réduction $F_{x\omega}$ de la WFD avec des quantités physiques connues :

$$F_{x\omega} = \frac{\tilde{R}^I{}_{x\omega,0}}{\tilde{R}^I{}_{x\omega,XPW}} = \frac{9\tilde{P}^R{}_{tt,0}\tilde{P}^R{}_{kk,0} - \tilde{P}^I{}^2_{kt,0}}{\tilde{P}^R{}_{tt,0}\tilde{P}^R{}_{kk,0} - \tilde{P}^I{}^2_{kt,0}} \tag{2.3.7}$$

$$F_{x\omega} = \frac{9+\gamma^2_{kt}}{1+\gamma^2_{kt}} = \frac{9+\gamma^2_{x\omega}}{1+\gamma^2_{x\omega}} = 3Z^2_{\omega\omega}(\gamma_{x\omega}). \tag{2.3.8}$$

La forme similaire de l'expression de $F_{x\omega}$ implique qu'il a les mêmes valeurs limites que les fonctions de filtrage spectral et spatial mais la dérivée est plus rapide. La figure 2.9 montre ce comportement : $F_{x\omega}$ atténue le STC jusqu'à un facteur 9 mais, pour de fortes valeurs de couplages, tend autrement à laisser la WFD telle quelle sur l'impulsion.

La qualité du FST peut aussi être observée en regardant le spectre XPW. $Z_{\omega\omega}$ varie de la même façon par rapport à la WFD et par rapport à la dispersion spectrale. L'observation de l'élargissement spectral indique la qualité du filtrage spatio-temporel sans autres distortions sur l'impulsion. En effet, la fonction est strictement monotone en valeur absolue donc si $Z_{\omega\omega}$ augmente, la WFD sur l'impulsion incidente diminue.

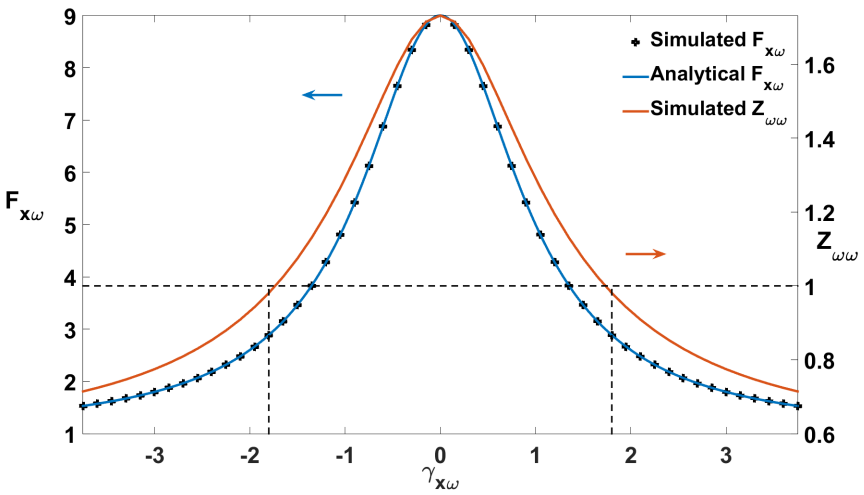


FIGURE 2.9: Facteur de réduction $F_{x\omega}$ pour l'expression analytique (courbe bleue) et la simulation (points noirs). En rouge, l'élargissement spectral simulé ($Z_{\omega\omega}$) est tracé. La ligne horizontale en pointillés noirs sépare les valeurs $\gamma_{x\omega}$ pour lesquelles nous avons un élargissement ($Z_{\omega\omega} > 1$) ou une réduction ($Z_{\omega\omega} < 1$) de l'amplitude spectrale. La ligne verticale renvoie à la valeur $\gamma_{x\omega}$ pour laquelle $Z_{\omega\omega} = 1$.

Limite de convergence pour l'algorithme de SRSI

Si l'on ne considère que la WFD présente sur l'impulsion, la différence de phase spatio-spectrale mesurée ne comporte que ce couplage également sous la forme :

$$\gamma_{x\omega,m} = \gamma_{x\omega,0} - \frac{\gamma_{x\omega,0}}{F_{x\omega}(\gamma_{x\omega})}, \tag{2.3.9}$$

$$\gamma_{x\omega,m} = \gamma_{x\omega,0}.\frac{F_{x\omega}(\gamma_{x\omega}) - 1}{F_{x\omega}(\gamma_{x\omega})}, \tag{2.3.10}$$

où $\gamma_{x\omega,0}$ est la WFD de l'impulsion incidente et $\gamma_{x\omega,m}$ est la WFD mesurée. Le facteur de réduction $F_{x\omega}(\gamma_{x\omega})$ a une forme similaire à $F^{(2)}_{\omega\omega}$. La seule différence réside dans l'absence du facteur $\alpha_{\omega\omega}$. Donc pour la WFD également, il manque un bout de la valeur du couplage qui dépend du facteur de réduction et donc du couplage incident. Le filtrage de la WFD fonctione donc comme pour la dispersion. L'absence du facteur $\alpha_{\omega\omega}$ signifie que la limite de convergence va être $\gamma_{x\omega,0} = \sqrt{3}$.

L'implémentation de l'algorithme pour également traiter la dimension spatiale est présentée dans la partie 4.1.2. J'ai réalisé des simulations numériques d'une mesure SRSI-ETE en faisant varier $\gamma_{x\omega}$ dont les résultats sont présentés sur la figure 2.10. J'ai limité l'algorithme a 4 itérations pour avoir un temps de traitement raisonnable. De plus, un nombre trop important d'itérations introduit davantage de bruit lors du dépliement de la phase à chaque itération. La reconstruction de $\gamma_{x\omega,r}$ fonctionne effectivement très bien jusqu'à $\gamma_{x\omega} \sim 2$. Le passage du traitement de données et de l'algorithme à deux dimensions introduit plus d'erreurs numériques notamment lors du dépliement de la phase spatio-spectrale. La courbe de $Z_{\omega\omega}(x_c)$ indique que l'on pourrait également reconstruire un couplage pour $\gamma_{x\omega}$ allant jusqu'à 2. L'élargissement spectral est alors inférieur à 1.

La courbe de la figure 2.11 représente le critère d'erreur de reconstruction du champ électrique ϵ_{2D} [126]. il s'exprime par :

$$\epsilon_{2D}(g, x_0, y_0, \alpha) = 1 - \frac{|r_{fg}(x_0, y_0)|^2}{|r_{ff}(0,0)||r_{gg}(0,0)|}, \tag{2.3.11}$$

où f est l'image à reconstruire (ici notre impulsion), g l'image mesurée et modifiée par le système de mesure, (x_0, y_0) est une translation subie par l'image et α est une multiplication par une constante complexe. Les fonctions $r_{ff/gg}$ sont les autocorrélations des fonctions f et g et la fonction r_{fg} est la corrélation croisée. Ce critère est donc robuste au dépointé et aux ajouts de phase. Le dépointé n'est pas important en mono-coup mais d'éventuelles translations peuvent survenir numériquement. Par contre la perte d'information de phase est justement ce qui arrive lors des mesures et que l'on veut éviter. C'est un critère borné entre 0 et 2 qui indique la similarité de deux grandeurs complexes, ici le champ électrique. Une reconstruction en-dessous de 0,02 est excellente et bonne en-dessous de 0,1. Une valeur de -2 indique que les champs sont opposés. Jusqu'à $|\gamma_{x\omega}| \sim \sqrt{3}$, la reconstruction diminue en qualité avec $F_{x\omega}$ mais reste sous le seuil de 0,1. Au-delà le critère indique que la reconstruction n'est plus de bonne qualité : on reconstruit la valeur du couplage au détriment de la génération d'artefacts sur la phase spatio-spectrale.

La figure 2.12 représente le facteur de réduction d'intensité en fonction du couplage normalisé. La limite de convergence se situe à $\gamma_{x\omega} = \sqrt{3}$ et correspond à un R_I de 25%. Cela signifie que l'algorithme n'est pas capable de reconstruire les couplages qui sont le plus impactant sur l'intensité au foyer. Toutefois, la dégradation de $Z_{\omega\omega}$ en-dessous de 1 indique que l'impulsion présente de très fortes distortions, ce qui est déjà une information importante.

Conclusion sur le filtrage de la WFD par effet XPW

La partie analytique a montré un filtrage de la WFD similaire à la dispersion et la courbure. Ce filtrage s'exprime également par un facteur de réduction $F_{x\omega}$ du couplage insensible à la forme spectrale ou spatiale de l'impulsion. Celui-ci varie comme $F^{(2)}_{\omega\omega}$: il tend vers 1 pour de fortes valeurs absolues de couplage et tend vers 9 pour de faibles valeurs. La similarité des équations indique que l'on peut réutiliser l'étude analytique sur la limite de validité de l'algorithme pour la dispersion. L'implémentation de l'algorithme permet de reconstruire le couplage $\gamma_{x\omega}$ jusqu'à la

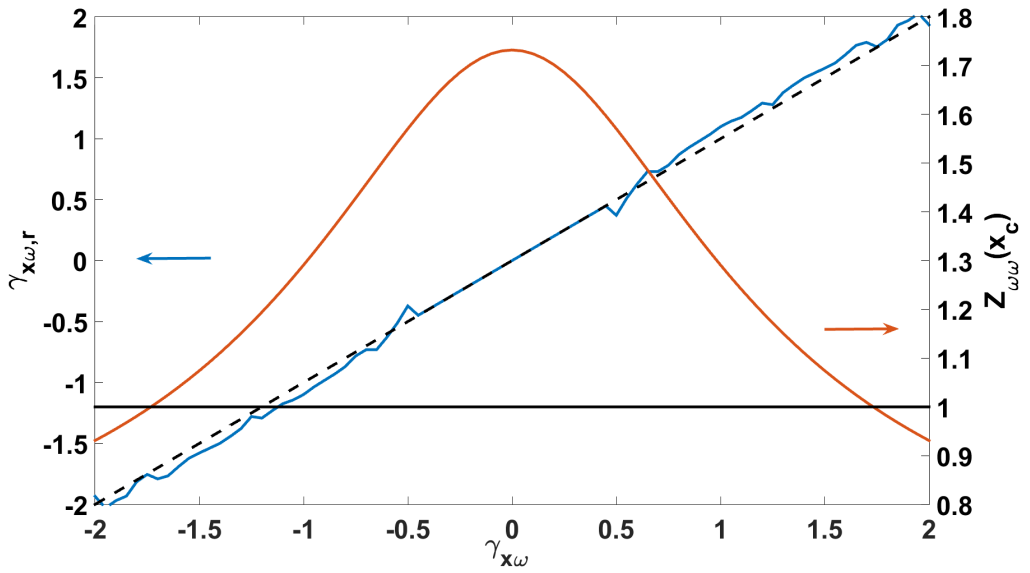


FIGURE 2.10: $\gamma_{x\omega,r}$ reconstruit (courbe bleue) et élargissement spectral mesuré au centre du faisceau x_c (courbe rouge) en fonction de $\gamma_{x\omega}$ sur l'impulsion à mesurer. La droite noire indique la limite $Z_{\omega\omega} = 1$. Les pointillés noirs indiquent la droite $\gamma_{x\omega,r} = \gamma_{x\omega,0}$.

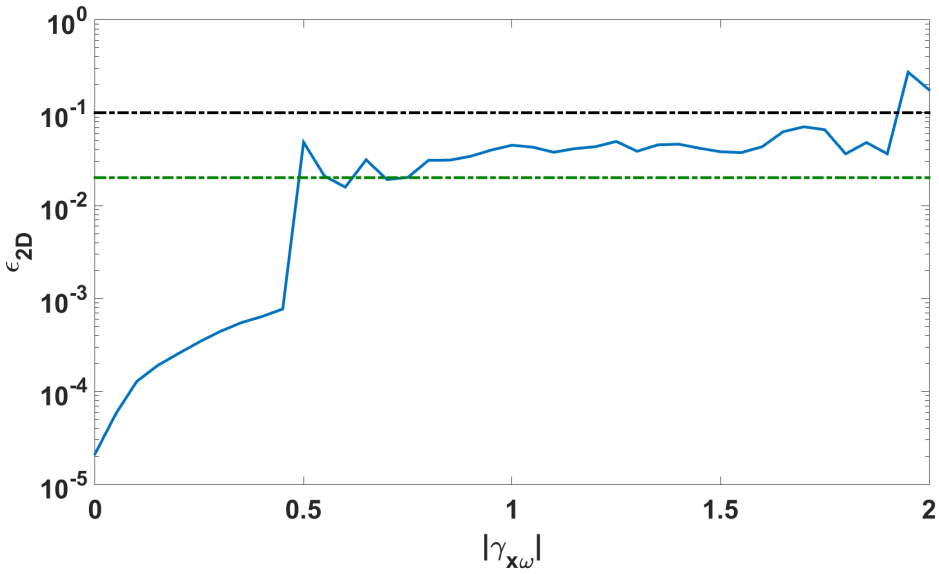


FIGURE 2.11: ϵ_{2D} en fonction de $\gamma_{x\omega}$. Les pointillés verts indiquent le seuil de reconstruction excellente de 0,02 et les pointillés noirs indiquent le seuil de bonne reconstruction de 0,1.

valeur absolue $\sqrt{3}$. Cela correspond à $Z_{\omega\omega}(x_c) = 1$ ce qui indique qu'à nouveau l'élargissement spectral permet d'indiquer en mono-coup cette fois la qualité du filtrage spatio-temporel et la possibilité ou non de reconstruire le couplage par la technique SRSI-ETE.

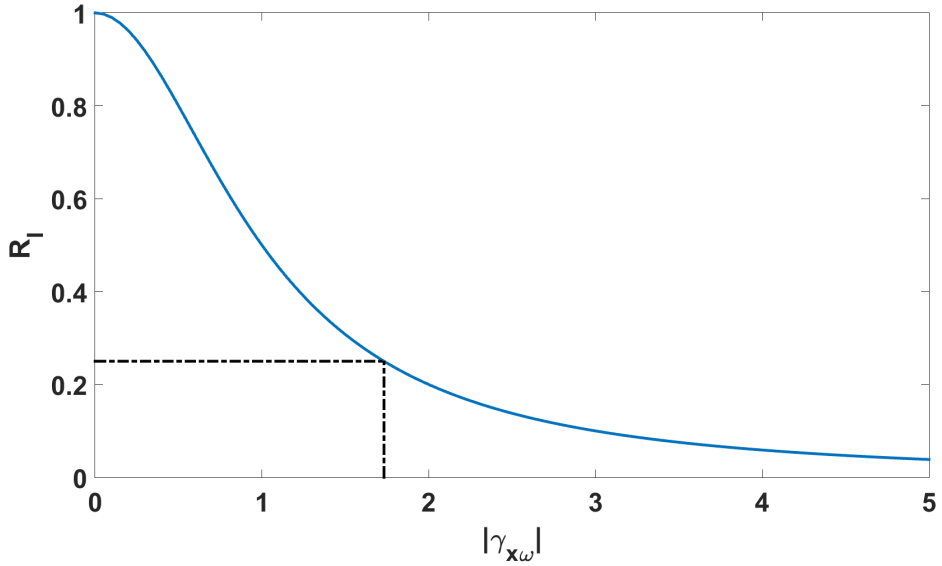


FIGURE 2.12: Facteur de réduction d'intensité simulé en fonction de $\gamma_{x\omega}$. Les pointillés noirs indiquent la limite de convergence de l'algorithme.

2.3.2 Filtrage de la TGDD

Ce couplage va généralement de paire avec la WFD dans le cas d'une impulsion laser passant à travers un prisme. Non seulement la différence d'épaisseur de verre traversée retarde un coté du faisceau par rapport à l'autre mais en plus il introduit plus de dispersion spectrale. Comme ce couplage est fonction de $(x-x_0).(\omega-\omega_0)^2$, tout le formalisme développé précédemment ne peut plus servir. On se contentera donc dans cette section d'exposer les résultats de simulation. Toutefois, je garde l'esprit des notations d'Akturk *et al.* en introduisant les grandeurs suivantes :

$$\gamma_{x\omega^2} = TGDD.\Delta x_0.\Delta\omega_0^2, \tag{2.3.12}$$

où TGDD est la valeur du couplage en $\mathrm{fs}^2/\mathrm{mm}$ et $\gamma_{x\omega^2}$ en est la valeur normalisée dans le même esprit que l'équation 2.3.5.

Dans un premier temps, on vérifie que la TGDD est bien filtrée par l'effet non-linéaire. Ensuite, on détermine la valeur maximale pour laquelle l'algorithme converge.

Etude du profil spatio-spectral de l'impulsion XPW simulée

Contrairement aux autres couplages de phase qui sont exprimés en fonction de puissances de $(x - x_0)$ et $(\omega - \omega_0)$, la TGDD est introduite dans mes simulations comme une fonction de $(x - x_C)$ et $(\omega - \omega_0)^2$, où la position transverse x_C est la position pour laquelle l'intensité de l'impulsion est 10000 fois plus faible qu'au centre du faisceau. Cela permet de mieux refléter le phénomène physique dans lequel on va rencontrer ce couplage : la traversée d'un prisme. Ainsi, on n'a pas de dispersion spectrale négative générée d'un coté de l'impulsion et positive de l'autre mais bien une quantité positive et croissante. Toutefois, le cas où le couplage introduit une dispersion nulle au centre est aussi évoqué car en pratique, la plupart des dispositifs de mesure prélève la partie centrale du faisceau où la phase spectrale est optimisée.

La figure 2.13 représente l'impulsion puis le signal XPW à différents niveaux du montage optique. Encore une fois, on constate que la mise au cube du champ incident efface les détails mineurs de l'impulsion comme les petites ailes sur le graphique 2.13c qui ne sont plus visibles sur le graphique 2.13d. Par contre cette fois-ci on a une indication immédiate de la présence du couplage en regardant l'impulsion au spectro-imageur. En effet, l'intensité spatio-spectrale présente une largeur de bande variant avec la position spatiale. Cela est montré explicitement par les courbes en vert et rose de l'intensité aux positions marquées par les couleurs correspondantes. Si la partie basse (en rose) est de même largeur spectrale que l'impulsion incidente (en blanc), la partie haute est bien plus étroite spectralement. Quant au FST de ce couplage, le graphique 2.13i présente le profil spatio-temporel de l'impulsion qui est bien plus proche d'une impulsion gaussienne que l'impulsion incidente en forme de poire (graphique 2.13f).

En général, les impulsions laser sont optimisées spectralement au centre du faisceau. Cela donne des impulsions représentées sur les graphiques 2.13j à q des deux lignes suivantes. L'impulsion a alors une forme spatio-temporelle de noeud papillon (graphique 2.13n). Cette forme fait qu'au foyer (graphiques 2.13k et o), l'impulsion a des rebonds dus aux deux composantes du faisceau en un temps t_0 donné (principe de l'interférométrie).

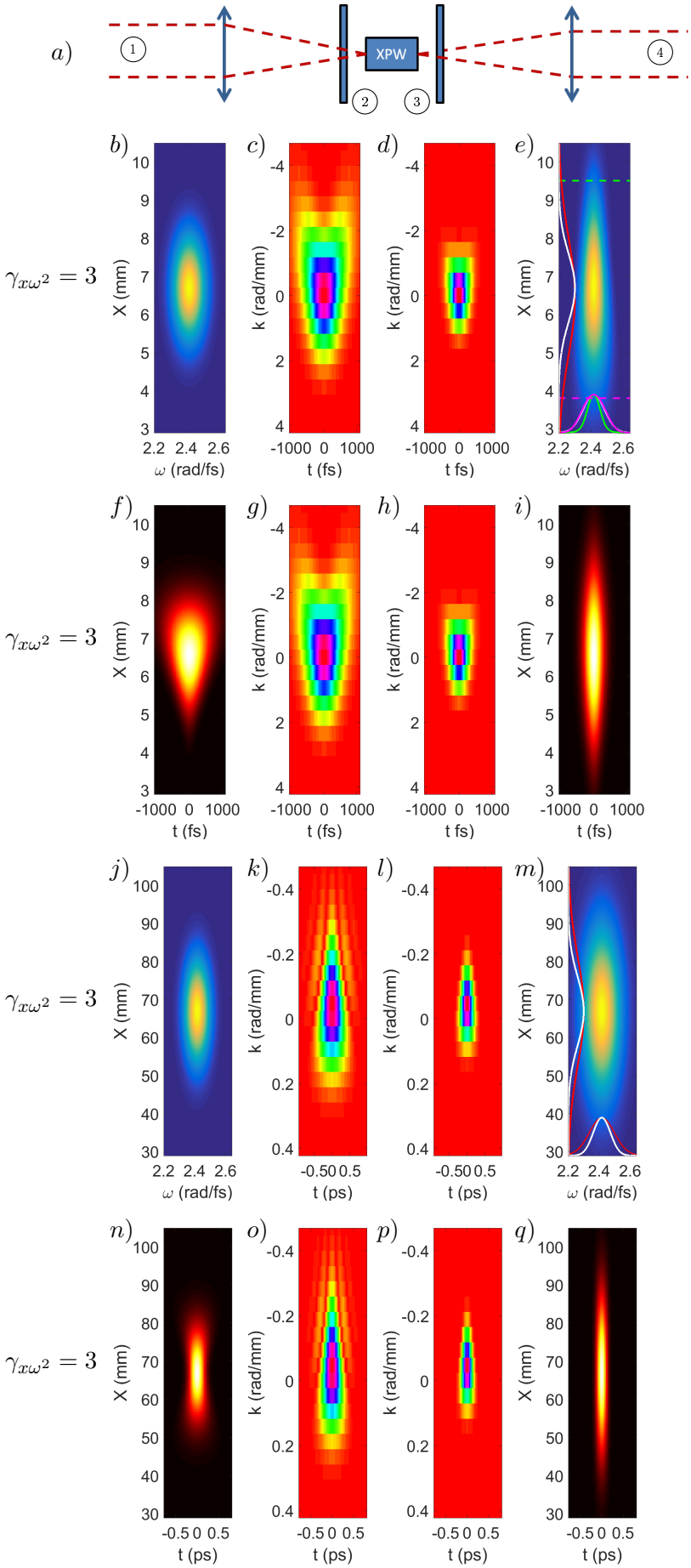


FIGURE 2.13: Filtrage d'une impulsion avec de la TGDD par effet XPW. b-i) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega^2} = 3$. Les graphiques f et i représentent l'intensité spatio-temporelle en positions 1 et 4. j-q) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega^2} = 3$ mais où $\phi(x_0, \omega) = 0$. Les graphiques n et q représentent l'intensité spatio-temporelle en positions 1 et 4.

Filtrage de la TGDD par effet XPW

Contrairement à la WFD qui est un couplage du premier ordre, la TGDD est du second ordre en ω donc exprimer analytiquement le facteur de réduction est plus que laborieux. Je me suis donc limité à des simulations numériques.

La figure 2.14 représente le facteur de réduction $F_{x\omega^2}$ qui s'exprime par :

$$F_{x\omega^2}(\gamma_{x\omega^2,0}) = \frac{\gamma_{x\omega^2,0}}{\gamma_{x\omega^2,XPW}}. \tag{2.3.13}$$

En parallèle, l'élargissement spectral au centre du faisceau est tracé en rouge. Si on retrouve le même facteur 9 pour de faibles valeurs du couplage, la fonction de filtrage tend vers 1 aussi pour de plus grandes valeurs. Au-delà, les valeurs de couplage sont telles que l'impulsion est trop déformée pour en mesurer fiablement une grandeur. De plus, on peut apercevoir le même type de rebonds qui apparaissent sur les figures 2.5 représentant les facteurs de réduction des ordres supérieurs de phase spectrale. Cela prolonge d'autant plus la plage de valeurs de $\gamma_{x\omega^2}$ pour lesquelles le couplage est bien filtré. On a vu que $\Delta\omega_L$ ne valait pas $\Delta\omega_G$ pour l'impulsion XPW. Il faut donc choisir un point de référence pour considérer l'élargissement. Ce choix n'a que très peu d'impact car la variation le long du faisceau est faible, passant de 1.04 à 0.98 pour $\gamma_{x\omega^2} = \sqrt{3}$. La figure 2.14 représente aussi le maximum de $Z_{\omega\omega}(x)$ dont la position x_M est fixe en fonction du couplage. On retrouve bien le maximum de $\sqrt{3}$ et le même type de décroissance pour les valeurs de couplage plus élevées. De la même manière que pour la WFD, plus le couplage est fort, plus l'élargissement spectral sera faible. On a donc, dans des conditions avec seulement le couplage, un indicateur sur la qualité du filtrage.

Concernant le FST de la TGDD, le couplage sur l'impulsion XPW est bien divisée par une valeur supérieure à 9 sur une plage de $\gamma_{x\omega^2}$ allant jusqu'à 10.

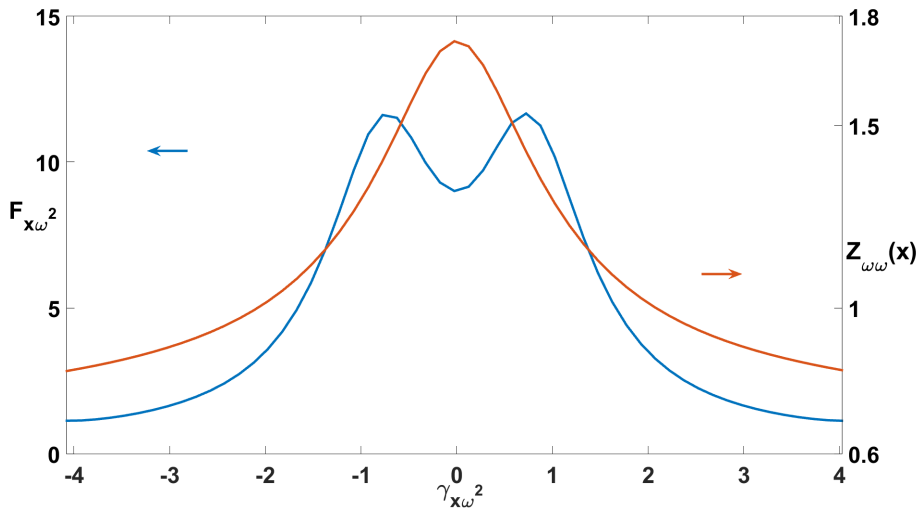


FIGURE 2.14: Facteur de réduction $F_{x\omega^2}$ et maximum de $Z_{\omega\omega}$ en fonction de $\gamma_{x\omega^2}$.

Limite de convergence pour l'algorithme de SRSI

La génération d'un couplage sur le spectre XPW rend tout type d'étude analytique du problème compliquée. Je me focalise donc sur observer l'évolution du filtrage spatio-temporel d'impulsions avec ce couplage en simulations. Toutefois, on peut quand même garder à l'esprit le fait que le facteur de réduction atténue la TGDD sur l'impulsion XPW. On obtient donc le même type de différence de phase après filtrage de Fourier et l'algorithme doit résoudre le même type de problèmes, c'est-à-dire déterminer la part de couplage manquante.

La figure 2.15 représente la reconstruction de $\gamma_{x\omega^2,r}$ en fonction du couplage incident. L'élargissement spectral $Z_{\omega\omega}$ est déterminé au centre du faisceau. Toutefois, décider de le déterminer par la définition globale $\Delta\omega_G$ ne change que très peu sa valeur car les couplages considérés pour faire converger l'algorithme restent faibles.

Contrairement à la WFD, l'algorithme parvient à reconstruire la TGDD jusqu'à une valeur de $\gamma_{x\omega^2}$ de 3. La figure 2.16 représente ϵ_{2D} en fonction du couplage qui est bien plus lisse que pour la WFD. Comme pour la WFD, la qualité de reconstruction globale de l'impulsion ne suit pas et introduit des artefacts au-delà de $\gamma_{x\omega^2} = \sqrt{3}$. Pour cette valeur de couplage, l'élargissement spectral au centre est proche de 1. Tout comme la dispersion et la WFD, le critère $\Delta\omega_{XPW} > \Delta\omega_0$ est nécessaire pour obtenir une mesure mono-coup, fiable et précise du couplage.

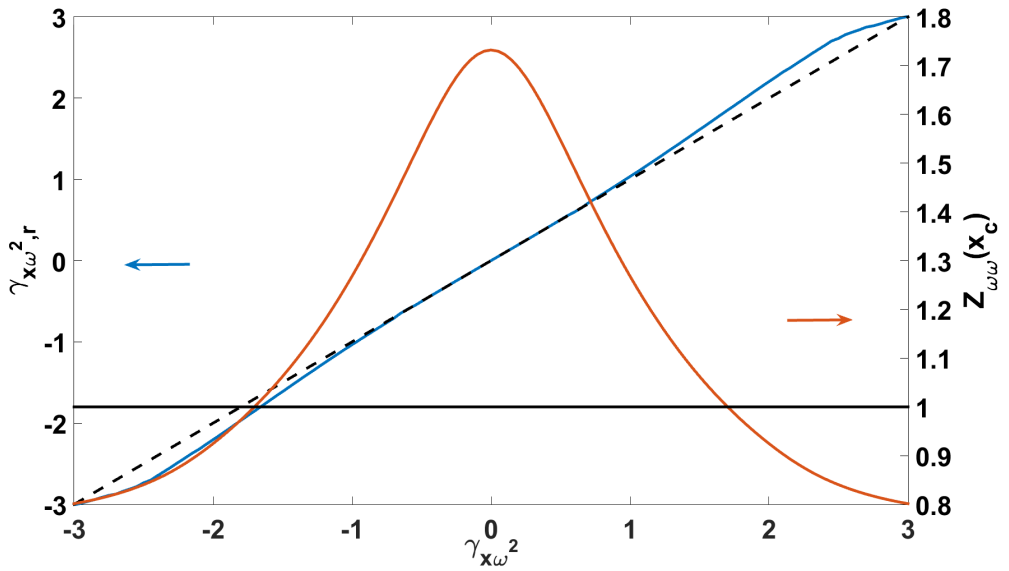


FIGURE 2.15: $\gamma_{x\omega^2,r}$ reconstruit (courbe bleue) et élargissement spectral mesuré au centre du faisceau x_c (courbe rouge) en fonction de $\gamma_{x\omega^2}$ sur l'impulsion à mesurer. La droite noire indique la limite $Z_{\omega\omega} = 1$. Les pointillés noirs indiquent la droite $\gamma_{x\omega^2,r} = \gamma_{x\omega^2}$.

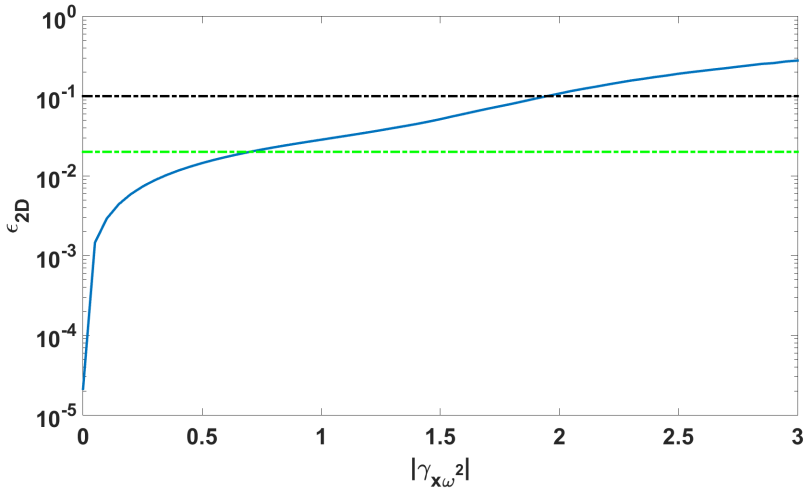


FIGURE 2.16: ϵ_{2D} en fonction de $\gamma_{x\omega^2}$. Les pointillés verts indiquent le seuil de reconstruction excellente de 0,02 et les pointillés noirs indiquent le seuil de bonne reconstruction de 0,1.

La figure 2.17 représente le facteur de réduction d'intensité en fonction du couplage normalisé. La limite de convergence se situe à $\gamma_{x\omega} = \sqrt{3}$ et correspond à un R_I de 45%. Cette valeur est plus forte que pour la WFD (25 %) ce qui est dû à l'ordre du couplage. En effet, comme pour les ordres supérieurs de phase spectrale qui ont moins d'impact sur l'impulsion XPW, les ordres supérieurs de distortions spatio-temporelles affectent moins l'impulsion XPW. Cela signifie à nouveau que l'algorithme n'est pas capable de reconstruire les couplages qui sont le plus impactant sur l'intensité au foyer. Toutefois, la dégradation de $Z_{\omega\omega}$ en-dessous de 1 indique que l'impulsion présente de très fortes distortions, ce qui est déjà une information importante.

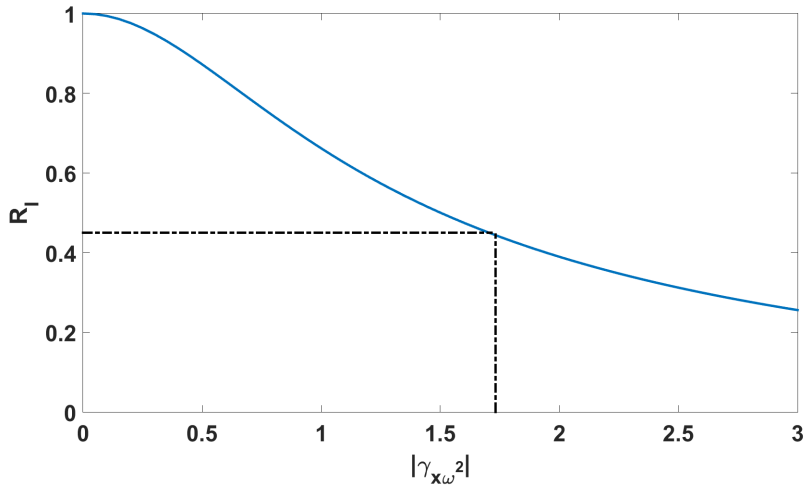


FIGURE 2.17: Facteur de réduction d'intensité simulé en fonction de $\gamma_{x\omega^2}$. Les pointillés noirs indiquent la limite de convergence de l'algorithme.

Conclusion

Le filtrage spatio-temporel de la TGDD s'exprime également par un facteur de réduction $F_{x\omega^2}$ du couplage qui n'a pu qu'être simulé numériquement. Celui-ci reste borné entre 1 et 11 comme les autres facteurs de réduction de dispersion et de WFD, condition nécessaire pour la reconstruction du couplage par l'algorithme. Celui-ci permet de reconstruire le couplage $\gamma_{x\omega^2}$ jusqu'à la valeur absolue $\sqrt{3}$. Cela correspond à $Z_{\omega\omega}(x_c) = 1$ ce qui indique que l'élargissement spectral permet également d'indiquer en mono-coup la qualité du filtrage spatio-temporel de la TGDD et la possibilité ou non de reconstruire le couplage par la technique SRSI-ETE.

2.3.3 Pulse-front curvature

Un autre CST courant sur les chaines laser qui peut apparaître lors d'utilisation de lentilles est le pulse-front curvature [40], [127] (PFC, ou courbure du front d'onde en français). Sa valeur normalisée $\gamma_{x^2\omega}$ par les paramètres de l'impulsion s'exprime par l'équation suivante :

$$\gamma_{x^2\omega} = \frac{PFC}{\tilde{R^R}_{xx}\sqrt{\tilde{R^R}_{\omega\omega}}} = PFC.\Delta x^2.\Delta\omega, \tag{2.3.14}$$

où PFC est la valeur du couplage en fs/mm^2. Dans un premier temps, on observe le spectre XPW généré par une impulsion avec ce couplage. Puis, on vérifie que le PFC est bien filtré par l'effet non-linéaire. Enfin, on détermine la valeur maximale pour laquelle l'algorithme converge.

Etude du profil spatio-spectral de l'impulsion XPW simulée

Pour rappel, le PFC s'introduit au niveau de la phase spatio-spectrale comme dépendant produit $(x - x_0)^2.(\omega - \omega_0)$ où x_0 est le centre de l'impulsion et ω_0 la pulsation centrale du laser. La figure 2.18 représente l'impulsion avec $\gamma_{x^2\omega} = 3$ puis le signal XPW à différents niveaux du montage optique. Encore une fois, on constate que la mise au cube du champ incident efface les détails mineurs de l'impulsion comme les rebonds apparaissant pour des temps négatifs sur le graphique 2.18c qui ne sont plus visibles sur le graphique 2.18d. Ces rebonds peuvent se comprendre par la forme spatio-temporelle de l'impulsion (graphique f). En effet, à la position $t = -500fs$, l'impulsion ressemble à la combinaison de deux impulsions (à un anneau si on inclut la seconde dimension spatiale) : l'une pour x positif et l'autre pour x négatif. Or, la transformée de Fourier de deux impulsions séparées spatialement (ou temporellement) contient des oscillations comme lorsque l'on fait de l'interférométrie et que les impulsions sont décalées temporellement par un délai τ.

Filtrage du PFC par effet XPW

De même que pour la TGDD, aucune expression analytique n'a été déterminée pour le facteur de réduction du PFC. Ce facteur s'exprime par :

$$F_{x^2\omega}(\gamma_{x^2\omega}) = \frac{\gamma_{x^2\omega,0}}{\gamma_{x^2\omega,XPW}}. \tag{2.3.15}$$

La figure 2.19 représente $F_{x^2\omega}(\gamma_{x^2\omega})$ et les élargissements spectral et spatial y sont tracés en fonction du couplage. Les limites du modèle mathématique utilisé pour les simulations numériques jusqu'ici sont plus apparentes pour ce couplage. En effet, pour des valeurs de $|\gamma_{x^2\omega}|$ supérieures à 3, les résultats deviennent incohérents. En se limitant à des valeurs faibles, le FST par effet XPW est tout de même particulièrement efficace puisqu'il maintient le facteur de réduction légèrement au-dessus de 9 quelque soit $\gamma_{x^2\omega}$.

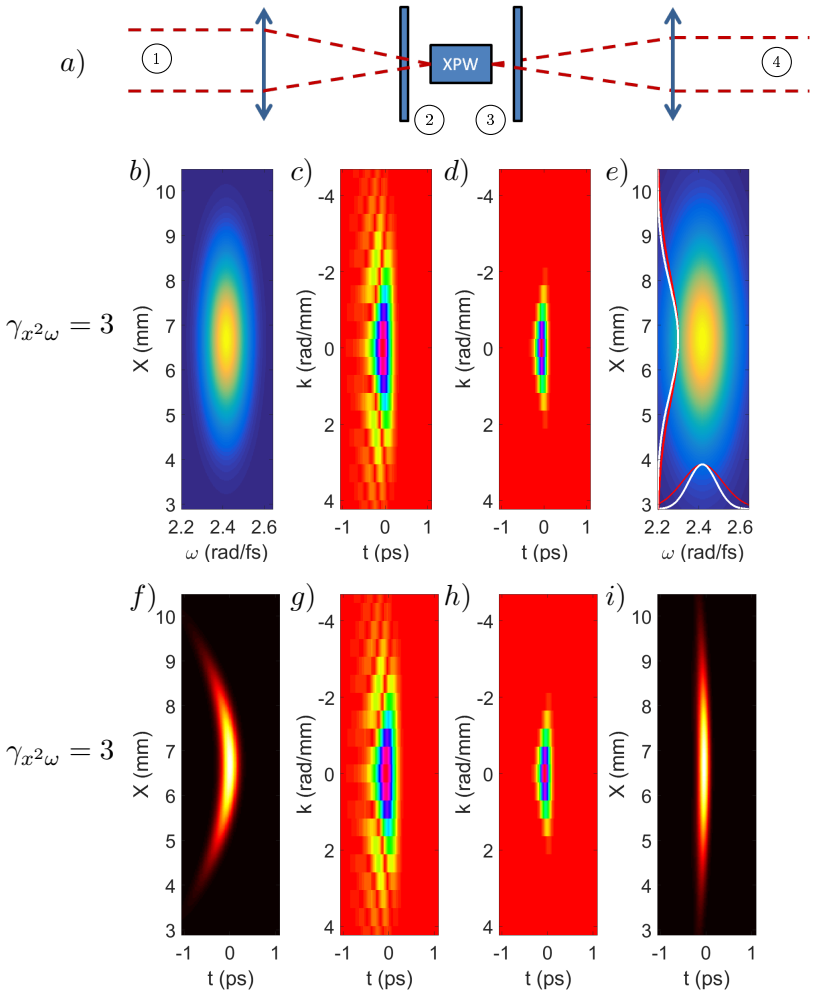


FIGURE 2.18: Filtrage d'une impulsion avec du PFC par effet XPW. b-e) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x^2\omega} = 3$. Les graphiques f et i représentent l'intensité spatio-temporelle en positions 1 et 4.

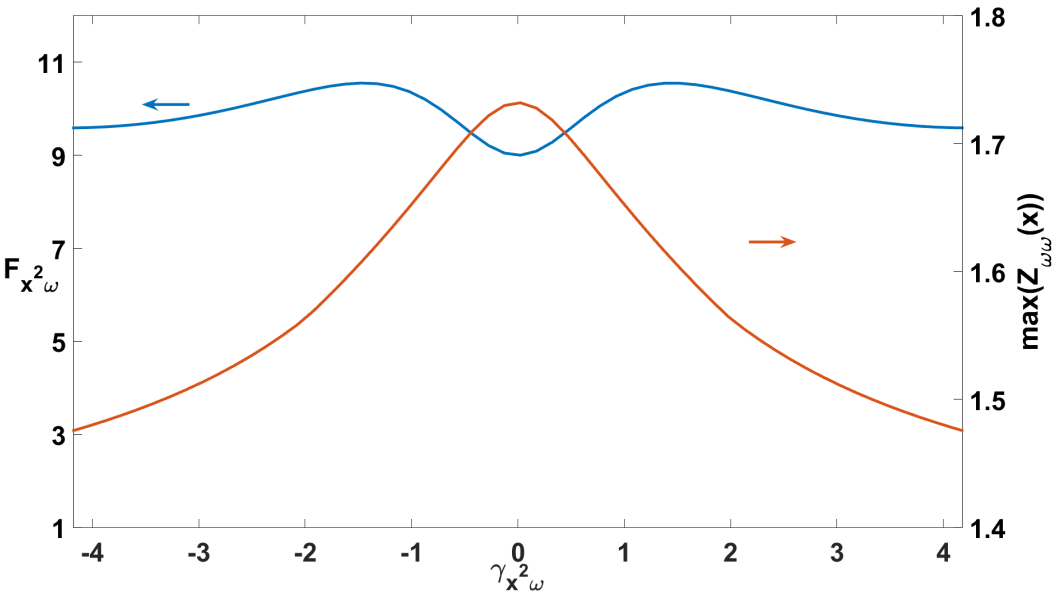


FIGURE 2.19: Facteur de réduction $F_{x^2\omega}$ et élargissement spectral en fonction de $\gamma_{x^2\omega}$.

Limite de convergence pour l'algorithme de SRSI

La figure 2.20 représente la valeur de $\gamma_{x^2\omega}$ reconstruite par l'algorithme ainsi que les élargissements spatial et spectral. L'algorithme parvient à reconstruire sur une plage allant jusqu'à $|\gamma_{x^2\omega}| = 2$ Pour ce couplage, on rompt la symétrie des variables x et ω avec ce couplage. En effet, on aurait pu s'attendre à un comportement symétrique à la TGDD : un élargissement spatial qui diminue avec le PFC autant que l'élargissement spectral vis-à-vis de la TGDD. Mais dans ce cas les deux mesures $Z_{xx}(\omega)$ et $Z_{\omega\omega}(x)$ restent bien supérieurs à 1.

La figure 2.21 représente la qualité de reconstruction globale de l'impulsion. L'erreur ϵ_{2D} a un comportement similaire à celui pour la TGDD : au-dessus de $\gamma_{x^2\omega} \sim 1,5$, la reconstruction n'est plus fiable. Cette fois-ci par contre la zone de validité est donnée par $Z_{xx}(\omega) \geq 1,6$ et $Z_{\omega\omega}(x) \geq 1,6$.

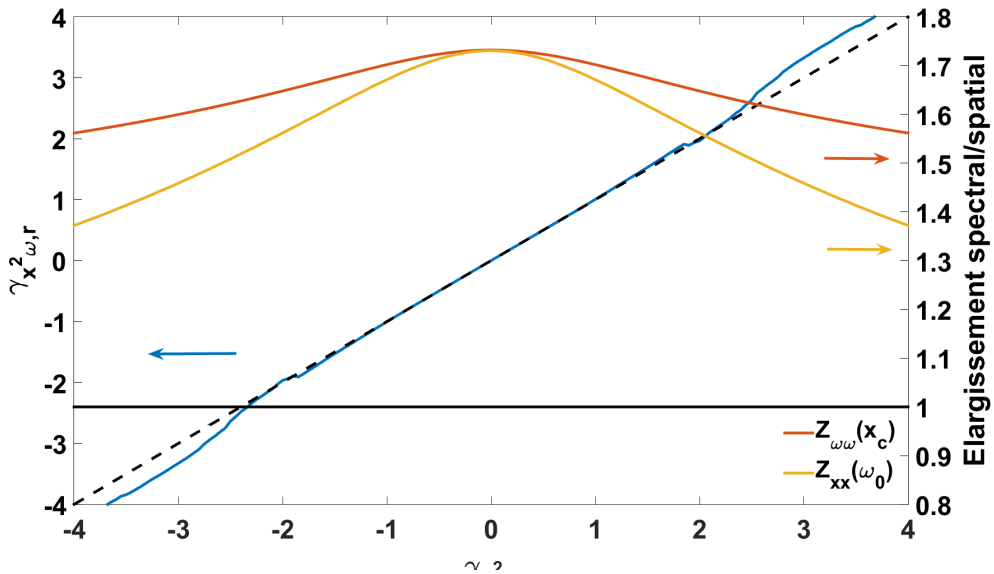


FIGURE 2.20: $\gamma_{x\omega^2,r}$ reconstruit (courbe bleue) et élargissement spectral mesuré au centre du faisceau x_c (courbe rouge) en fonction de $\gamma_{x\omega^2}$ sur l'impulsion à mesurer. L'élargissement spatial en ω_0 est tracé en jaune. La droite noire indique la limite $Z_{\omega\omega} = 1$. Les pointillés noirs indiquent la droite $\gamma_{x^2\omega,r} = \gamma_{x^2\omega}$.

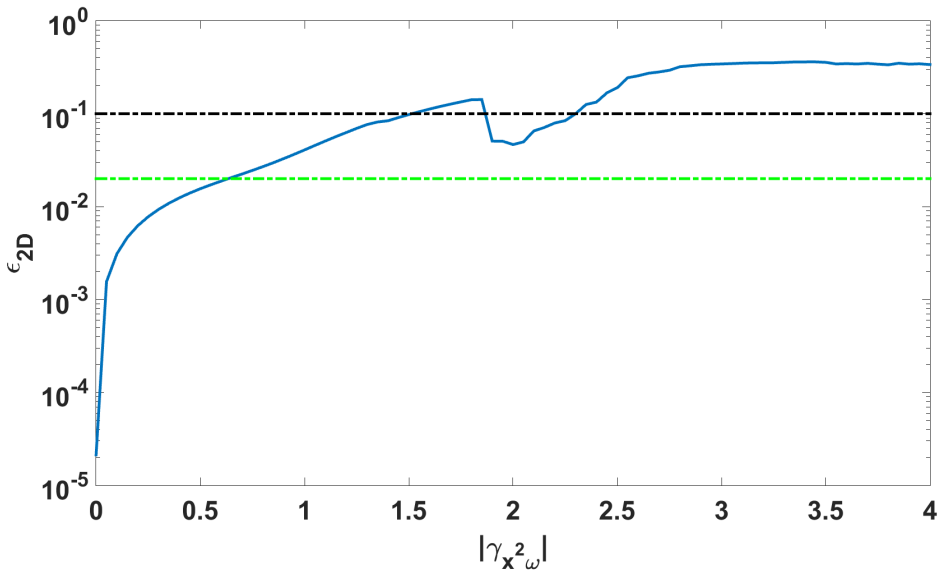


FIGURE 2.21: ϵ_{2D} en fonction de $\gamma_{x^2\omega}$. Les pointillés verts indiquent le seuil de reconstruction excellente de 0,02 et les pointillés noirs indiquent le seuil de bonne reconstruction de 0,1.

La figure 2.22 représente le facteur de réduction d'intensité en fonction du couplage normalisé. La limite de convergence se situe à $\gamma_{x\omega} = 1,5$ et correspond à un R_I de 65%. Cette valeur est plus forte que pour la WFD (25 %) et la TGDD ce qui est dû à l'ordre du couplage. La présence de ce couplage est donc moins problématique en termes de réduction d'intensité au foyer que la WFD. L'algorithme n'est pas capable de reconstruire les couplages qui sont le plus impactant sur l'intensité au foyer. La dégradation de $Z_{\omega\omega}$ ou de Z_{xx} est très lente ce qui peut être trompeur si on n'a que le PFC comme distortion sur l'impulsion. En effet, un tel élargissement expérimental (autour de 1,6) est déjà assez bon et on pourrait croire qu'il n'y a pas de distortions sur l'impulsion.

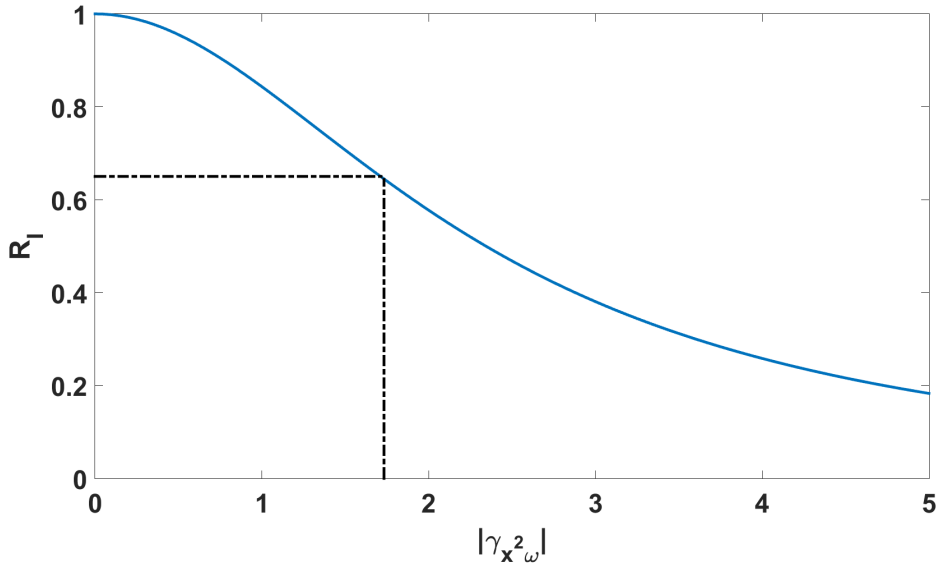


FIGURE 2.22: Facteur de réduction d'intensité simulé en fonction de $\gamma_{x^2\omega}$. Les pointillés noirs indiquent la limite de convergence de l'algorithme.

Conclusion

Le filtrage spatio-temporel du PFC s'exprime également par un facteur de réduction $F_{x^2\omega}$ du couplage qui n'a pu qu'être simulé numériquement. Celui-ci reste borné entre 9 et 11 à la différence des autres couplages. Ce couplage montre sûrement les limites de cette simulation numérique pour l'effet XPW. En effet, il n'a pas été possible de simuler pour des valeurs de $\gamma_{x\omega^2}$ supérieures à 4. Néanmoins, l'algorithme parvient à reconstruire le couplage $|\gamma_{x^2\omega}|$ jusqu'à la valeur 1,5. Cela correspond à un seuil très haut pour l'élargissement : $Z_{\omega\omega}(x_c) \geq 1,6$ et $Z_{xx}(\omega_0) \geq 1,6$. Cela peut toujours servir comme indicateur de la qualité du filtrage mais seulement si on est certain que le couplage sur l'impulsion est du PFC.

Conclusion sur le filtrage non-linéaire par effet XPW

Dans cette partie, j'ai étendu la capacité de filtrage de l'effet XPW aux domaines spatial et spatio-temporel. En effet, toutes les distortions détaillées dans cette partie se font filtrées de manière similaire. Cela comprend la phase spatiale, le PFT et deux CSS de phase du second ordre : la TGDD et le PFC. Cela a permis d'étendre aussi la capacité de l'algorithme à reconstruire la phase spatio-spectrale avec des couplages. En effet, les facteurs de réduction, communs à toutes les distortions, permettent de suivre le même schéma d'algorithme qui est de reconstruire le bout de phase manquant. Cela valide l'utilisation de la technique SRSI-ETE pour mesurer des CST dans certaines conditions. Enfin, ces conditions de convergence sont communes pour 4 des distortions considérées : la phase spectrale, phase spatiale, la WFD et la TGDD. Il s'agit seulement de vérifier que $\Delta\omega_{XPW} \geq \Delta\omega_0$, ce qui est une mesure observable en mono-coup. Seul le PFC a une condition de convergence différente et plus restrictive. Pour ce couplage, il faut $\Delta\omega_{XPW} \geq 1,6.\Delta\omega_0$. Lorsque l'on effectue une mesure des CST sur un laser femtoseconde de haute intensité, on ne sait en général pas quels couplages sont sur l'impulsion et on souhaite qu'il n'y en ait pas (sauf applications précises comme pour l'effet phare attoseconde [12]). En pratique, il est toujours difficile d'atteindre l'élargissement spectral maximal. Le profil d'intensité spectral n'est pas gaussien, et d'autres distortions peuvent atténuer aussi cet élargissement. Toutes ces raisons font que garantir $Z_{\omega\omega} \geq 1,6$ est compliqué expérimentalement. Cela pose donc le problème de l'identification de la distortion qui affecte l'impulsion femtoseconde. En effet, si on est certain que l'impulsion n'a pas de PFC alors la première condition est suffisante pour réaliser une mesure SRSI-ETE.

Au cours des expériences et des simulations de l'impact des CSS sur l'impulsion XPW, on a pu observer des variations du profil intensité spatio-spectrale. Le cas de la TGDD notamment avec $\Delta\omega_{XPW,L}(x)$ variant linéairement a été présenté dans cette partie. Dans la suivante, je vais donc exposer les résultats de simulation et expérimentaux de l'étude l'intensité spatio-spectrale de l'impulsion XPW générée à partir d'une impulsion avec des distortions spatio-spectrales.

Chapitre 3

CROISSANT : nouveau diagnostic mono-coup de couplages spatio-temporels par effet XPW

Introduction

Dans la partie précédente, j'ai vérifié que chaque distorsion était reconstructible par l'algorithme dans une certaine limite. Le cas du PFC a montré qu'il n'était pas suffisant d'avoir $\Delta\omega_{XPW} \geq \Delta\omega_0$ pour avoir une bonne reconstruction de la distorsion. Cela pose le problème de l'identification de ladite distorsion si on ne veut pas se limiter à devoir garantir $\Delta\omega_{XPW} \geq 1,5\Delta\omega_0$ pour pouvoir bien reconstruire l'impulsion.

Au-delà du cas du PFC, on a aussi vu que la WFD affectait l'élargissement spectral ($Z_{\omega\omega}$) de la même manière que la dispersion. Pour une même valeur de $Z_{\omega\omega} = 1$, la perte d'intensité due à la dispersion ($2\sqrt{3}$) au foyer est de 50%. Or dans le cas de la WFD, ce même élargissement ($\gamma_{x\omega} = \sqrt{3}$) induit une perte d'intensité de 75%. La différence n'est pas négligeable et il est nécessaire d'identifier la distorsion affectant l'impulsion.

Par ailleurs, l'élargissement spectral et spatial sont à présents définis localement sauf mention contraire :

$$Z_{\omega\omega}(x) = \frac{\Delta\omega_{L,XPW}(x)}{\Delta\omega_{L,0}(x)}, \tag{3.0.1}$$

$$Z_{xx}(\omega) = \frac{\Delta x_{L,XPW}(\omega)}{\Delta x_{L,0}(\omega)}. \tag{3.0.2}$$

On suppose que l'impulsion incidente n'a que des CSS de phase et donc pas d'amplitude, $\Delta x_{L,0}(\omega) = \Delta x_{G,0}(\omega)$ et idem pour le spectral, autrement dit le faisceau a la même largeur spatiale (resp. spectrale) locale que globale.

A l'origine, cette partie n'était pas prévue. C'est suite à l'apparition de couplages sur le spectre de l'impulsion XPW lors d'expériences, confirmées par des simulations, que j'ai poussé l'étude de ces phénomènes. La combinaison de différentes distorsions génère des couplages observables au spectro-imageur sans interférométrie en mono-coup. Des travaux [128] ont déjà observé ces phénomènes au spectromètre-imageur mais leur objet d'étude était différente et ne s'y sont donc pas attardés. Pour chaque couplage présenté en première partie et étudié dans la partie précédente, je détaille quels sont les mécanismes de génération des marqueurs. J'en précise la sensibilité de détection et éventuellement une méthode de calcul direct de la valeur du couplage à partir de ces marqueurs. Une partie expérimentale vient mettre en évidence ces marqueurs pour la WFD et la TGDD. Le contrôle de ces marqueurs est alors étudié dans le cas de la WFD.

3.1 Détection de la WFD

En pratique, il est difficile de comprimer parfaitement une impulsion femtoseconde sans référence de mesure ($\gamma_{\omega\omega} \neq 0$) ni collimatée ($\gamma_{xx} \neq 0$). L'impact de chacune de ces distorsions combinées avec la WFD génère du SPC sur le spectre XPW.

3.1.1 Génération de SPC sur l'impulsion XPW

Impulsion avec de la WFD et de la dispersion spectrale

La figure 3.1 montre les résultats des simulations pour trois valeurs de $\gamma_{\omega\omega}$ (correspondant à une phase spectral constante, 100 et 1000 fs^2). Encore une fois, en regardant la première colonne (graphiques b-f-j), nous n'aurions aucune idée des termes de phase sous-jacents affectant la forme et l'intensité du point focal. La première rangée sert de référence lorsqu'il n'y a pas de dispersion spectrale. Sur la première ligne, l'impulsion est uniquement affectée de WFD. Au foyer sur le graphique 3.1c, l'impulsion est élargie dans les deux dimensions limitant l'élargissement spectral et spatial du spectre XPW sur le graphique 3.1e. Les deuxième et troisième lignes représentent l'impulsion pour les deux valeurs de dispersion spectrale. Une caractéristique intéressante est la génération de chirp spatial (SPC) sur le spectre XPW lors du mélange de WFD et de dispersion spectrale. Il apparaît très doucement sur le graphique 3.1i mais le graphique 3.1m affiche une forte valeur de SPC. Comme on le voit sur les graphiques 3.1g et k, la dispersion spectrale combinée à la WFD incline l'impulsion dans le domaine (k, t). Physiquement, Rhodes et al. [129] ont montré que la focalisation d'une impulsion avec de la WFD donne une impulsion au foyer avec du SPC. Il s'agit en fait d'une caractéristique très pratique, car elle nous donne directement l'information que l'impulsion observée a encore à la fois de la dispersion spectrale et de la WFD. Le principal avantage réside dans le fait qu'il suffit de comparer le spectre XPW au spectre fondamental pour déterminer s'il y a ou non de la WFD sur l'impulsion.

Par ailleurs, il est à noter l'amélioration de l'élargissement spatial Z_{xx} en présence de dispersion et de WFD. Cela est visible sur les courbes rouges des graphiques 3.1i et 3.1m. Cela est dû à l'inclinaison de l'impulsion au foyer sur le graphique 3.1k. L'effet non-linéaire voit alors localement une largeur de faisceau plus fine et donc l'intensité locale est plus élevée.

Avec la génération du SPC, nous avons un moyen d'identifier la cause de la limitation de l'élargissement spectral. En effet, si le spectre XPW ne peut pas s'élargir au-delà d'un certain point en ajustant la phase spectrale, alors on peut ajouter une lame de verre introduisant beaucoup de dispersion spectrale dans le faisceau. Si l'impulsion a de la WFD, alors on observe du SPC sur le spectre de l'impulsion XPW. La figure 3.2 montre les résultats de simulation pour différentes valeurs de dispersion spectrale en fonction de la WFD normalisée. $\rho_{x\omega}$ est le SPC généré normalisé au signal XPW généré dans ce cas. Il s'exprime par l'équation suivante :

$$\rho_{x\omega} = \frac{\partial \omega_0}{\partial x} \sqrt{-\frac{R^{\tilde{R}}_{\omega\omega}}{R^{\tilde{R}}_{xx}}}. \tag{3.1.1}$$

La courbe de $\rho_{x\omega}$ présente une zone linéaire autour de faibles valeurs de $\gamma_{x\omega}$. Concrètement, une WFD de 10 fs/mm ($\gamma_{x\omega} = 0,5$) sur une impulsion de 30 fs avec un diamètre de 1,5 mm et 1000 fs^2 ($\gamma_{\omega\omega} = 3.46$) générerait un SPC qui décalerait la longueur d'onde centrale de 3,8 nanomètres selon la dimension spatiale. Compte tenu de la haute résolution du spectromètre imageur utilisé ($\leq$ 1 nm), un tel SPC serait mesurable en mono-coup. Il s'agit d'une solution simple afin de vérifier facilement s'il reste de la WFD sur une impulsion laser. En ajoutant suffisamment de dispersion spectrale, on peut s'assurer de générer un fort SPC.

Bien que cela semble être un moyen facile d'identifier n'importe quel problème de WFD, il existe une zone proche de $\gamma_{x\omega} = 0$ où l'on serait limité par la résolution spectrale de son spectro-imageur et où l'on ne pourrait pas observer $\rho_{x\omega}$. Le seuil de détection est abordé dans une partie suivante. Pour les plus grosses valeurs de couplage, on a donc une méthode mono-coup pour détecter la WFD et ceci sans traitement numérique.

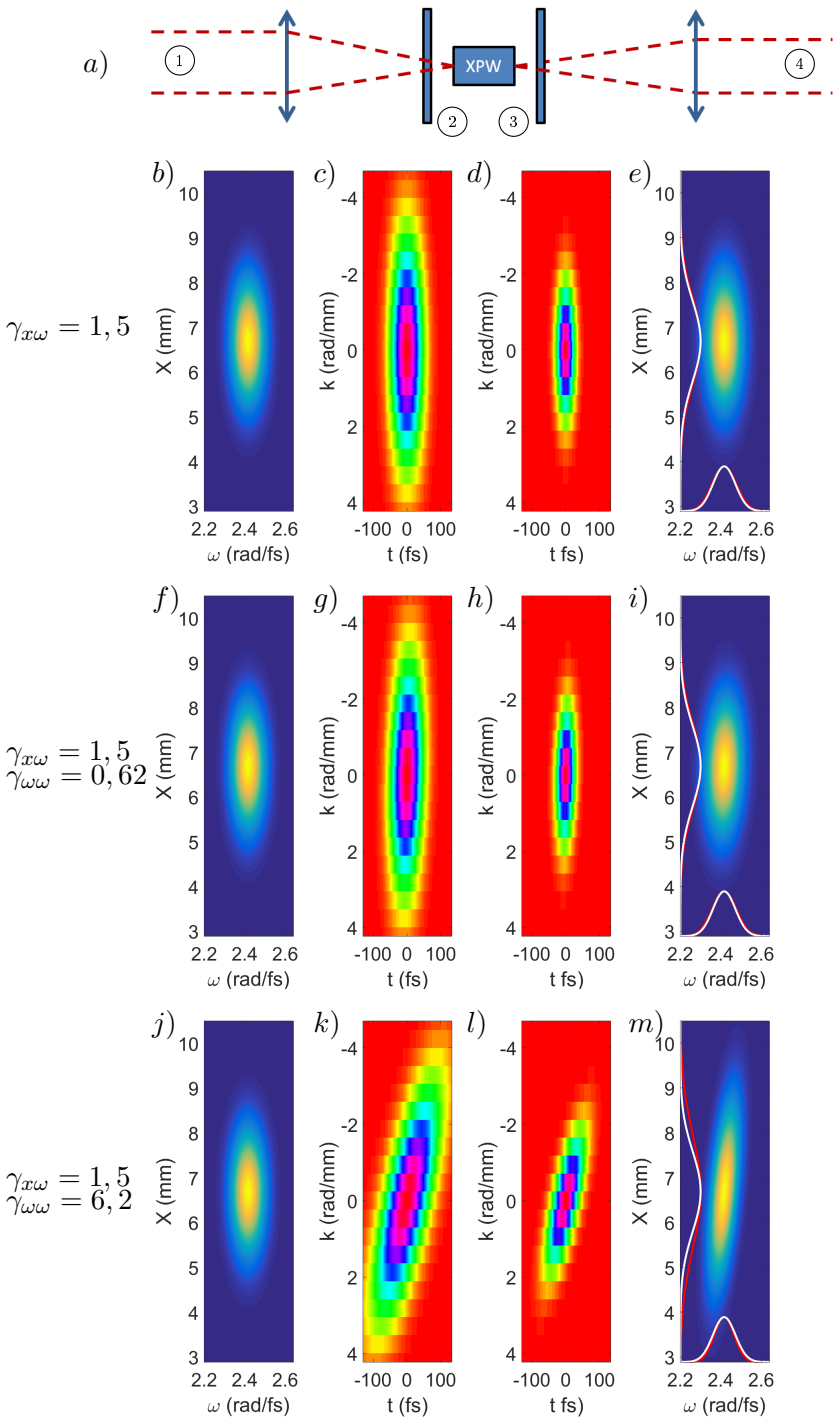


FIGURE 3.1: Génération de chirp spatial sur l'impulsion XPW à partir d'une impulsion avec de la WFD et de la dispersion. b-e) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega} = 1,5$. f-i) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega} = 1,5$ et $\gamma_{\omega\omega} = 0,62$. j-m) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega} = 1,5$ et $\gamma_{\omega\omega} = 6,2$.

WFD avec de la courbure spatiale

Dans la partie 3.2 sur le filtrage spatial par effet XPW, la symétrie de l'impact de la courbure spatiale et de la dispersion spectrale a été soulignée. La section précédente a montré que l'ajout de suffisamment de dispersion spectrale à une impulsion avec de la WFD produisait du SPC sur le spectre XPW. Il en est de même pour la courbure spatiale.

La figure 3.3 affiche l'effet XPW pour deux valeurs de courbure. La première rangée (graphiques b à e) est l'impulsion de référence LTF, collimatée et avec de la WFD. Les deuxième et troisième lignes (f à m) montrent l'impulsion pour deux valeurs de courbure spatiale. Au foyer, l'impulsion est inclinée comme elle l'était avec la dispersion spectrale. C'est ce qui explique la génération de SPC dans les graphiques m et u. Les élargissements spatial et spectral sont affectés symétriquement par la WFD mais la courbure diminue un peu plus l'efficacité du filtrage spatial.

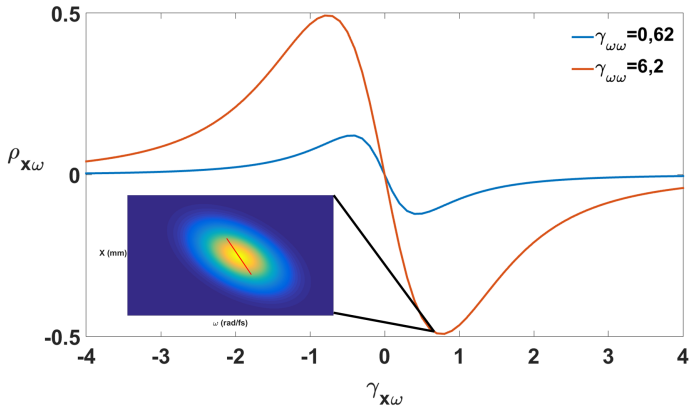


FIGURE 3.2: Chirp spatial en fonction de la WFD pour deux valeurs de dispersion spectrale.

L'effet est encore plus exacerbé dans la prochaine série de simulations pour $\gamma_{xx} = 6.2$. En effet, on observe une impulsion encore plus inclinée au foyer (graphique k) générant un signal XPW avec encore plus de SPC (graphique m). De la même manière que l'augmentation de la dispersion spectrale a amélioré le filtrage spatial, nous avons une amélioration du filtrage spectral en parallèle de l'augmentation de la courbure spatiale de 1,07 à 1,24.

La courbure et la WFD sur une impulsion femtoseconde génèrent un SPC après avoir traversé un cristal XPW. Comment se compare-t-il au SPC généré avec de la dispersion ? Cela est tracé sur la figure 3.4. Le SPC est généré de la même manière qu'avec la dispersion et la courbe est symétrique par rapport à $\gamma_{x\omega} = 0$. En effet, nous avons une zone de variation linéaire, 2 extrema et la diminution vers 0 pour des valeurs absolues de WFD plus grandes. Cela signifie donc que nous avons 2 sources de SPC qui peuvent s'additionner ou s'annuler l'une l'autre. En pratique, ajuster la courbure est assez difficile et la propagation augmenterait la taille du faisceau, ce qui le rendrait difficile à manipuler et à imager. Par exemple, un faisceau de 5 mm de diamètre avec $\gamma_{xx} = 6.2$ augmenterait jusqu'à un diamètre de 7.7 mm sur un mètre de propagation. Cependant, le faisceau n'est jamais parfaitement collimaté et il y a toujours une divergence résiduelle qui va générer une valeur constante de SPC en présence de la WFD. Par contre, si on se rapproche de $\gamma_{x\omega} = 0$, le SPC issu de la combinaison de la courbure et de la WFD va aussi diminuer et sera nul lorsqu'il n'y a plus de CST résiduel.

La courbure spatiale agit donc de la même manière que la dispersion avec la WFD en générant du SPC sur le spectre XPW. Si cette courbure est suffisante, on peut donc également identifier en mono-coup la distorsion comme de la WFD en observant le spectre XPW.

WFD avec de la dispersion et de la divergence

Dans la pratique, on aura donc souvent une divergence naturelle résiduelle sur le faisceau à mesurer. La figure 3.5a montre que l'on conserve la même forme de courbe pour le SPC généré. Celle-ci passe toujours par 0 lorsque le couplage est nul. Dans l'optique de corriger le couplage en mono-coup, cela ne dérangera donc pas la procédure. Par contre, la dispersion peut changer de signe et les deux contributions au SPC peuvent s'annuler. La figure 3.5b montre l'inversion de la courbe de $\rho_{x\omega}$ avec le changement de signe de la dispersion. Cela signifie que la possibilité de ne pas observer de SPC alors que de la WFD est présente existe. Pour cela, il suffira de rajouter de la dispersion soit sur un Dazzler soit avec une lame d'épaisseur suffisante pour modifier la contribution au SPC par la dispersion.

Par contre, dans le cas où l'on souhaiterait avoir une certaine valeur de couplage, on aura bien une génération de SPC issue de la combinaison de la courbure et de la WFD. Ce décalage est représenté sur la figure 3.6 et vaut -0,09 pour $\gamma_{xx} = 1$. Toutefois, le SPC généré n'est pas une addition ou soustraction simple de chaque source de SPC. Une méthode de calcul est proposée dans la section 3.1.3.

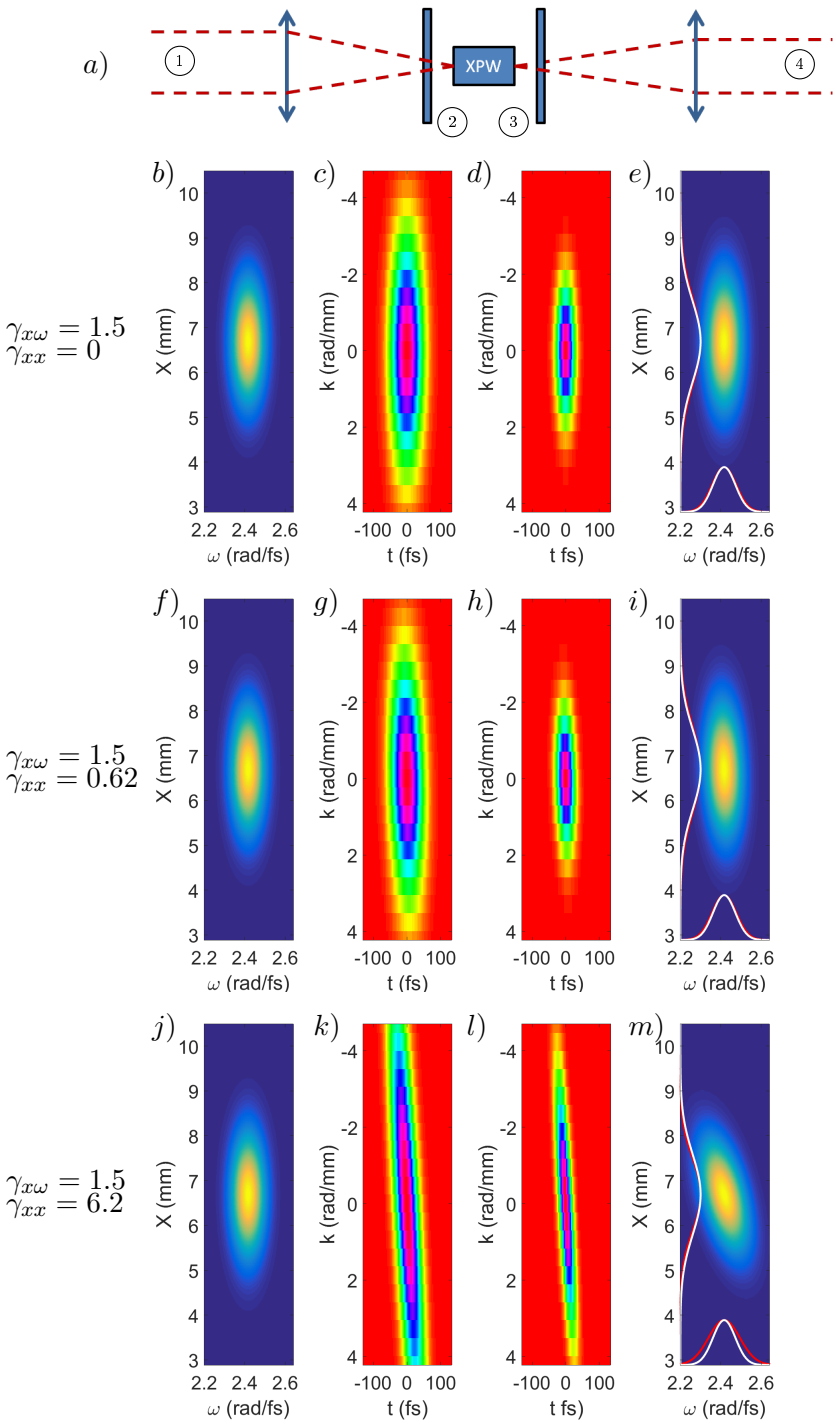


FIGURE 3.3: Génération de chirp spatial sur l'impulsion XPW à partir d'une impulsion avec de la WFD et de la divergence. b-e) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega} = 1,5$. f-i) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega} = 1,5$ et $\gamma_{xx} = 0,62$. j-m) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega} = 1,5$ et $\gamma_{xx} = 6,2$.

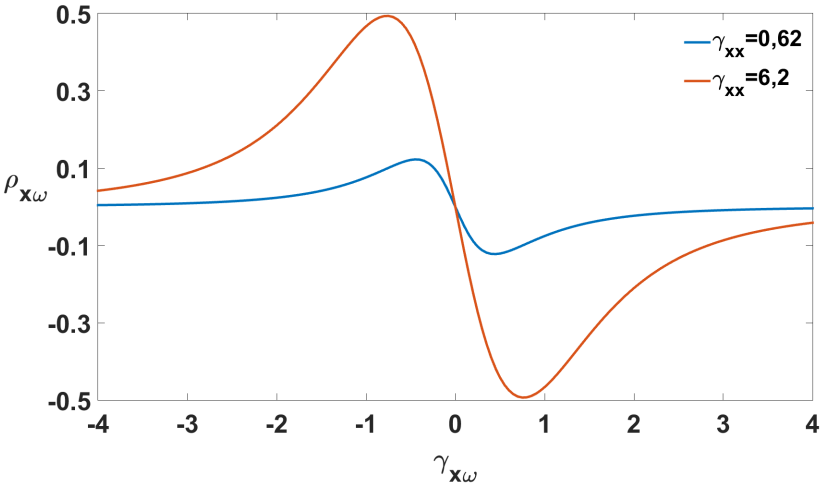
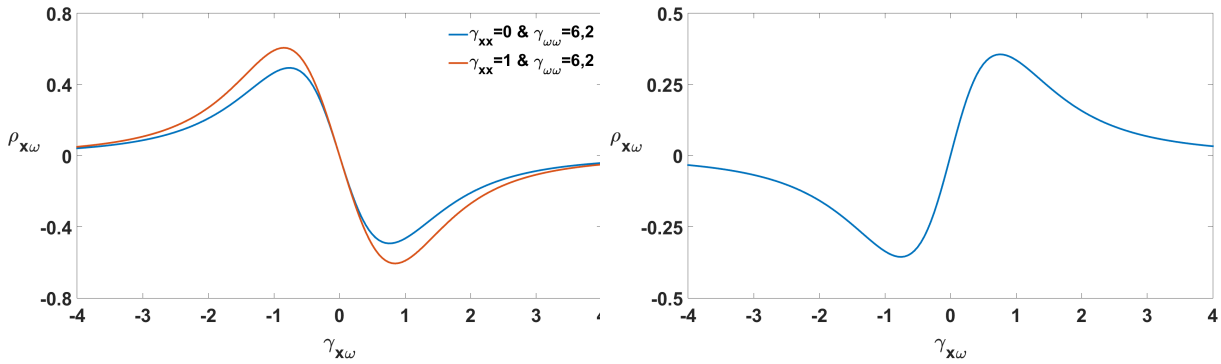


FIGURE 3.4: Chirp spatial d'impulsions XPW générées à partir d'impulsions avec de la WFD et pour un faisceau faiblement divergent (courbe bleue) et fortement divergent (courbe rouge).



a) b)

FIGURE 3.5: a) Variation du chirp spatial d'impulsions XPW générées à partir d'impulsions avec de la WFD, de la dispersion spectrale et de la courbure spatiale en fonction de la WFD. b) $\rho_{x\omega}$ pour $\gamma_{\omega\omega} = -6,2$ en fonction de $\gamma_{x\omega}$.

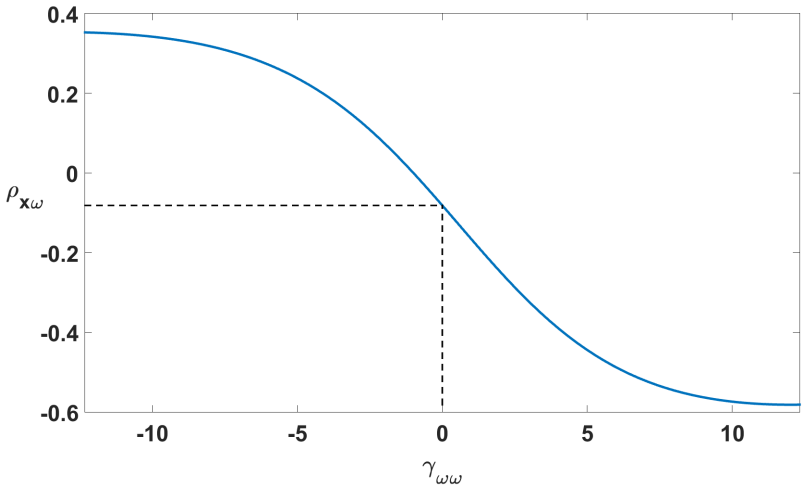


FIGURE 3.6: $\rho_{x\omega}$ d'impulsions XPW générées à partir d'impulsions avec de la WFD, de la dispersion spectrale et de la courbure spatiale en fonction de la WFD.

Conclusion

La dispersion et la courbure spatiale en combinaison avec la WFD génèrent du SPC sur le spectre XPW d'une impulsion femtoseconde. Celui-ci est donc observable en mono-coup sur un spectro-imageur et ce sans traitement de données.

Dans l'optique de corriger le défaut sur la chaine laser, la limitation est donc la résolution du spectro-imageur. Le seuil de détection est abordé dans la section suivante.

3.1.2 Seuil de détection du SPC

La limite de détection du SPC est définie par les caractéristiques du spectromètre imageur. L'information brute donnée par cet instrument est la grandeur $\frac{\partial \lambda_0}{\partial x}$. Il se relie à $\rho_{x\omega}$ par l' équation suivante :

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial x} = \frac{\partial \lambda_0}{\partial x} \frac{2\pi c}{\lambda_0^2}. \tag{3.1.2}$$

La limite de résolution théorique est donc définie par la variation de la longueur d'onde centrale de l'impulsion d'un seul pixel selon la dimension spatiale et plus particulièrement son diamètre. Toutefois, en pratique avec les différentes sources de bruit (profil spatial non gaussien, etc), je fixe ce seuil à 10 pixels de variation pour λ_0. On doit utiliser les notions de largeurs locales et globales dans la suite mais étant donné qu'on se place à la limite de détection, on peut en première approximation estimer que $\Delta x_{G,XPW} \sim \Delta x_{L,XPW}$:

$$\rho_{x\omega} = \frac{\delta\lambda_0}{\Delta x_{G,XPW}} \frac{2\pi c \Delta x_{L,XPW}}{\Delta\omega_{L,XPW}\lambda_0^2} = \frac{\delta\lambda_0 2\pi c}{\Delta\omega_{L,XPW}\lambda_0^2}. \tag{3.1.3}$$

Le spectromètre imageur que l'on a possède deux réseaux de diffraction, un pour les spectres larges bandes (G1, 150 traits/mm) et un pour les spectres plus étroits (G2, 600 traits/mm). La grandeur $\delta\lambda_0$ est directement 10 fois la résolution en longueur d'onde du spectromètre imageur. Par ailleurs, $\Delta\omega_{L,XPW}$ peut être déterminée directement à partir de la formule de $Z_{\omega\omega}$ dans la partie 3.1. En effet, on est très proche du cas sans CST pour la limite de détection et l'influence de la dispersion sur l'élargissement spectral dépasse largement celle du couplage résiduel. Le couplage minimal détectable est donc :

$$\rho_{x\omega} = \frac{\delta\lambda_0 2\pi c}{Z_{\omega\omega}(\gamma_{\omega\omega,lame})\Delta\omega_{L,0}\lambda_0^2}. \tag{3.1.4}$$

Pour remonter à la valeur du couplage résiduel, on peut utiliser la zone linéaire de la courbe de la figure 3.2. Les notations choisies montrent ici toute leur utilité. Toutes les courbes fonctionnent (donc quelque soit la valeur de $\gamma_{\omega\omega}$) mais plus la dispersion est grande plus la pente autour de $\gamma_{x\omega} = 0$ est grande donc la mesure sensible.

Pour la suite j'ai choisi de rajouter une valeur de $\gamma_{\omega\omega} = 6,2$ à une impulsion quelque soit sa durée ou son diamètre. Le tableau 3.1 résume les valeurs de WFD résiduelle et leur impact sur l'intensité au foyer pour différentes durées d'impulsion et choix de réseau. Les impulsions considérées sont gaussiennes et on se place dans le cas d'une impulsion de 30 fs avec donc 1000 fs^2 ou encore $\sim$ 22mm de BK-7. Le réseau G2 permet de maintenir le CST en-dessous d'une limite telle que l'on peut garantir que l'intensité au foyer est supérieur à 99% de l'intensité maximale. Toutefois, le réseau G2 n'a pas la largeur spectrale suffisante pour la bande spectrale d'impulsions en dessous d'une certaine durée. En effet, celles-ci ont de fait un spectre qui s'étend sur une demi octave pratiquement que ne peut pas couvrir le réseau G2 (126 nm de bande). Mais dans ce cas on pourrait passer sur le réseau G1 qui garantit aussi pour de courtes durées d'impulsions, une compression spatio-temporelle optimale : $R_I \geq 0,99$ pour $\Delta t \leq 18$ fs.

Je propose la procédure suivante de correction de la WFD :

- Ajouter l'équivalent de $\gamma_{\omega\omega} = 6,2$ en dispersion spectrale soit via un Dazzler, soit une épaisse lame de verre.
- Si du SPC apparaît au spectromètre imageur, l'impulsion comporte de la WFD.
- Jouer avec les vis d'éléments susceptibles d'introduire un tel couplage et faire diminuer le SPC jusqu'à ce qu'il n'apparaisse plus.

Couplage résiduel et impact sur intensité						
	G1 (150 traits/mm)			**G2 (600 traits/mm)**		
Δt_{FWHM} (fs)	$\rho_{x\omega}$	$\gamma_{x\omega}$	**I/I0**	$\rho_{x\omega}$	$\gamma_{x\omega}$	**I/I0**
3	**1,14E-02**	**1,08E-02**	**1,00**	**2,79E-03**	**2,65E-03**	**1,00**
6	**2,27E-02**	**2,16E-02**	**1,00**	**5,57E-03**	**5,31E-03**	**1,00**
9	**3,41E-02**	**3,24E-02**	**1,00**	**8,36E-03**	**7,96E-03**	**1,00**
12	**4,54E-02**	**4,33E-02**	**1,00**	**1,11E-02**	**1,06E-02**	**1,00**
15	**5,68E-02**	**5,41E-02**	**1,00**	**1,39E-02**	**1,33E-02**	**1,00**
18	**6,81E-02**	**6,49E-02**	**1,00**	**1,67E-02**	**1,59E-02**	**1,00**
21	**7,95E-02**	**7,57E-02**	**0,99**	**1,95E-02**	**1,86E-02**	**1,00**
24	**9,09E-02**	**8,65E-02**	**0,99**	**2,23E-02**	**2,12E-02**	**1,00**
27	**1,02E-01**	**9,73E-02**	**0,99**	**2,51E-02**	**2,39E-02**	**1,00**
30	**1,14E-01**	**1,08E-01**	**0,99**	**2,79E-02**	**2,65E-02**	**1,00**

TABLE 3.1: Tableau récaptitulatif du minimum de $\rho_{x\omega}$ détectable et du couplage $\gamma_{x\omega}$ correspondant.

3.1.3 Méthode de calcul de la WFD

La méthode de calcul de la WFD suppose que l'on a identifié qu'il s'agissait de cette distorsion affectant l'impulsion. Pour cela, on aura eu recours à la partie précédente mettant en évidence la présence du couplage. Par ailleurs, il faut que la phase spectrale soit constante. Vérifier cela est le but de la technique SRSI-ETE mais il suffit qu'elle le soit au centre dans un premier temps.

La courbe de la figure 3.7 comporte deux zones où l'on va pouvoir calculer la valeur du couplage : la zone linéaire pour $|\gamma_{x\omega} \leq 0,3|$ et la zone décroissante vers 0 pour $|\gamma_{x\omega} \geq 1|$. Etant donné qu'il peut y avoir ambiguité sur la valeur du couplage en mesurant $\rho_{x\omega}$ (courbe non monotone), il faut utiliser une autre mesure comme $Z_{\omega\omega}$ pour distinguer dans quelle zone de la courbe de la figure 3.7 on se trouve. Pour cela, la figure 3.8 peut aider à fixer une limite basse à la valeur de $\gamma_{x\omega}$. La zone linéaire s'étend jusqu'à $|\gamma_{x\omega}| < 0,3$ ($R_I \geq 0,92$) et la zone décroissante à partir de $|\gamma_{x\omega}| \geq 1$ ($R_I \leq 0,5$). Pour ces valeurs de couplages, l'élargissement spectral doit être respectivement au-dessus de 1,5 et en-dessous de 0,9.

Pour la zone linéaire, on divise juste par le coefficient $a(\gamma_{\omega\omega})$ défini tel que :

$$\rho_{x\omega} = a(\gamma_{\omega\omega})\gamma_{x\omega}, |\gamma_{x\omega}| \leq 0,3. \tag{3.1.5}$$

Pour $\gamma_{\omega\omega} = 6,2$, a vaut 1,05.

Pour la zone $|\gamma_{x\omega}| \geq 1$, la courbe s'ajuste très bien par une exponentielle décroissante :

$$\rho_{x\omega} = b(\gamma_{\omega\omega}).e^{-c(\gamma_{\omega\omega})\gamma_{x\omega}}, |\gamma_{x\omega}| \geq 1. \tag{3.1.6}$$

Pour $\gamma_{\omega\omega} = 6,2$, b vaut -1 et c vaut -0,8. L'écart à la courbe réelle peut être visualisé sur la figure 3.7. La courbe $\rho_{x\omega} = f(\gamma_{x\omega}, \gamma_{\omega\omega} = 6,2)$ y est tracée avec les deux courbes d'ajustement pour la zone linéaire et la zone exponentielle.

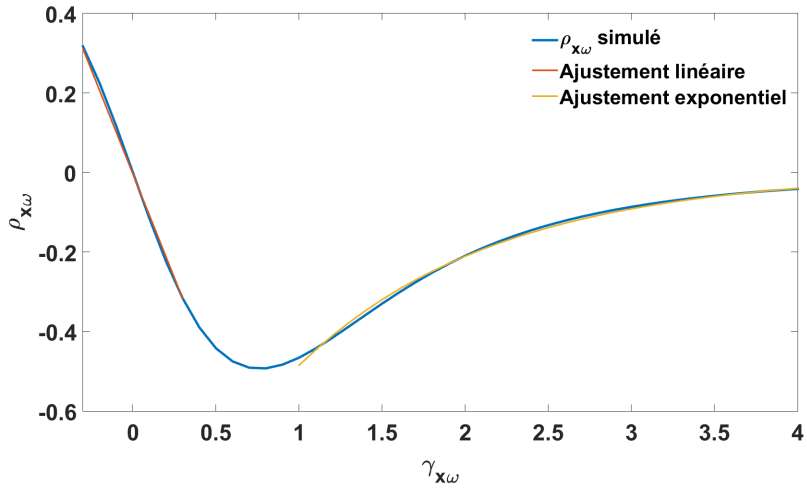


FIGURE 3.7: Courbe du SPC généré sur l'impulsion XPW en fonction de la WFD et pour $\gamma_{\omega\omega} = 6,2$. L'ajustement de la zone linéaire est tracé en rouge alors que celui de la zone exponentielle est tracée en jaune.

Le diagramme de la figure 3.9 résume le processus de calcul de la WFD.

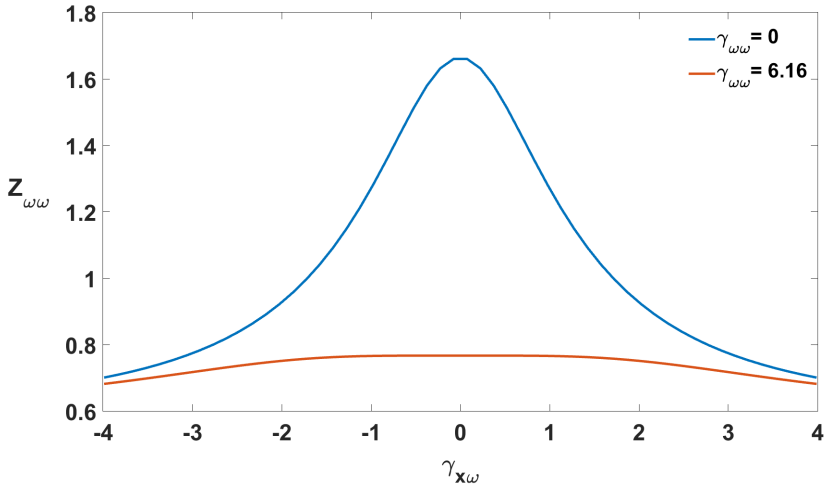


FIGURE 3.8: Elargissement spectral en fonction de la valeur de WFD pour deux valeurs de dispersion.

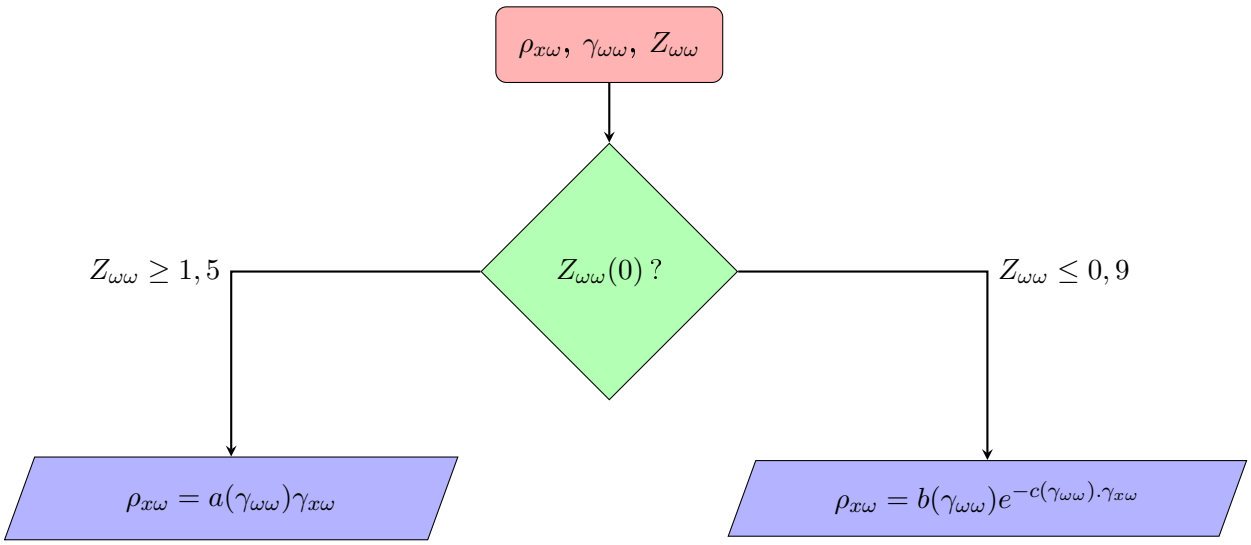


FIGURE 3.9: Diagramme pour le calcul de la WFD à partir de $\rho_{x\omega}$. Les coefficients a, b et c dépendent de la valeur de $\gamma_{\omega\omega}$ rajoutée.

3.1.4 Conclusion sur le diagnostic de la WFD

L'impulsion XPW générée à partir d'une impulsion présentant uniquement de la WFD ne présente pas de marqueurs directs pour identifier le couplage. Toutefois, l'ajout de dispersion ou de courbure spatiale permet alors de générer du SPC sur l'impulsion XPW réglant le problème d'identification du couplage.

Deux méthodes de calcul de la valeur exacte du couplage ont été proposées pour des valeurs de $|\gamma_{x\omega}|$ comprises soit entre 0 et 0,3 ou supérieures à 1. Celles-ci sont valables pour des impulsions collimatées et proche de leur durée LTF. Le cas intermédiaire pour $\gamma_{x\omega}$ ne peut pas être parfaitement résolu mais on a déjà une bonne idée de la valeur si on sait qu'elle est située entre 0,3 et 1.

Ainsi, j'ai présenté une méthode nouvelle mono-coup d'identification et de correction de la WFD simplement à l'aide d'un cristal XPW et d'un spectro-imageur. La résolution spectrale de ce dernier permet de garantir que l'élimination de la WFD maintient l'intensité crête réelle au-dessus de 99% de l'intensité crête théorique.

3.2 Détection de la TGDD

On a déjà constaté l'influence de la TGDD sur le profil spatio-spectral de l'impulsion XPW. En effet, une variation spatiale de la largeur de bande spectrale (VSBS) apparait. Je vais donc vérifier le seuil de détection et proposer une méthode de calcul de la valeur de la TGDD. Par ailleurs, le cas le plus commun de génération de TGDD sur une impulsion est à la traversée d'un prisme. L'impulsion acquiert également de la WFD de cette manière. Je vais donc étudier ce cas et indiquer quels sont les marqueurs à observer pour distinguer ce cas de la présence de TGDD seule.

3.2.1 TGDD seule

Effets de la dispersion et de la courbure sur l'impulsion XPW

La figure 3.10 représente l'impulsion puis le signal XPW à différents niveaux du montage optique. Encore une fois, on constate que la mise au cube du champ incident efface les détails mineurs de l'impulsion comme les petites ailes sur le graphique 3.10c qui ne sont plus visibles sur le graphique 3.10d. Par contre cette fois-ci on a une indication immédiate de la présence du couplage en regardant l'impulsion au spectro-imageur. En effet, l'intensité spatio-spectrale présente une largeur de bande variant avec la position spatiale. Cela est montré explicitement par les courbes en vert et rose de l'intensité aux positions marquées par les couleurs correspondantes. Si la partie basse (en rose) est de même largeur spectrale que l'impulsion incidente (en blanc), la partie haute est bien plus étroite spectralement. Cette caractéristique est extrêmement utile pour l'identification de la distorsion car on a alors un diagnostic mono-coup pour ce couplage sans passer traitement supplémentaire. On peut ainsi définir le seuil de détection de $\gamma_{x\omega^2}$ par la formule suivante :

$$|\Delta\omega_L(x_1) - \Delta\omega_L(x_2)| > \delta\omega, \tag{3.2.1}$$

où $\delta\omega$ représente la résolution spectrale du spectro-imageur et x_1 et x_2 sont les positions du faisceau représentant le profil spatial à $1/e^2$. Cette définition du seuil de détection est volontairement conservatrice pour plusieurs raisons :

- Les spectres expérimentaux évoluent spatialement et ne sont pas forcément gaussiens
- Cette définition est déjà suffisante pour garantir R_I soit supérieur à 0,99 comme on va le voir

La valeur minimale observable de $\gamma_{x\omega^2}$ est définie par simulation numérique et vaut 0,5. Si l'on se réfère à la courbe 3.11, cela signifie que l'on ne peut pas détecter un couplage qui peut faire perdre jusqu'à 12% d'intensité au foyer.

Un moyen d'augmenter la VSBS est d'ajouter de la dispersion (ou de la courbure spatiale) à l'impulsion. Comme on peut le voir sur le graphique 3.10g, l'impulsion au foyer a une forme bien plus triangulaire que sans dispersion. L'effet non-linéaire est alors plus efficace en bas de l'impulsion qu'en haut, d'où la VSBS.

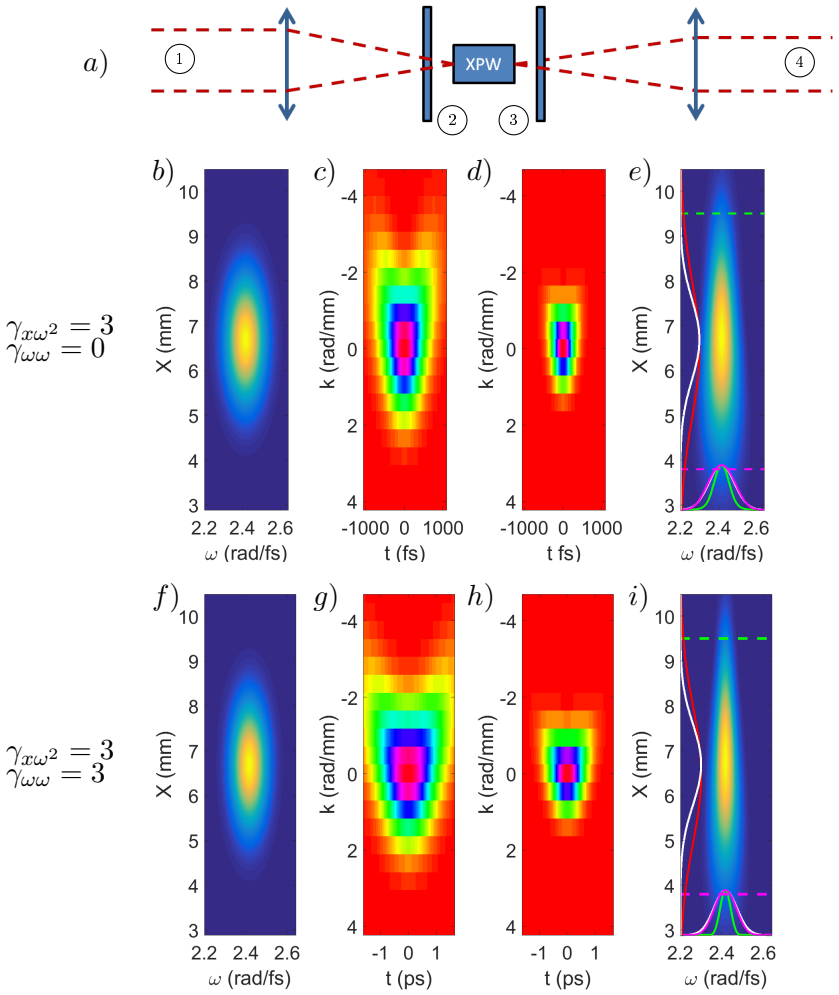


FIGURE 3.10: Génération de VSBS sur l'impulsion XPW à partir d'une impulsion avec de la TGDD et de la dispersion. b-e) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega^2} = 3$. f-i) Impulsion de 30 fs avec $\gamma_{x\omega^2} = 3$ et $\gamma_{\omega\omega} = 3$. Pour les graphiques e et i, les courbes en rose et vert sont les spectres pris aux positions indiquées par les pointillés.

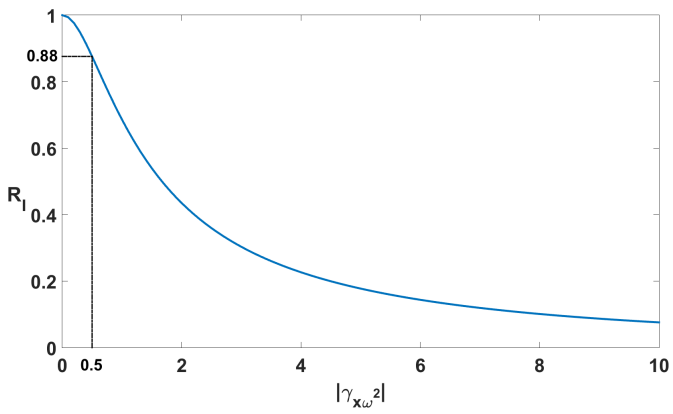


FIGURE 3.11: Rapport d'intensité au foyer en fonction du couplage TGDD. Les pointillés noirs indiquent le seuil de détection par l'effet XPW.

Seuil de détection de la TGDD

On se fixe l'objectif de pouvoir détecter une valeur de $\gamma_{x\omega^2} = 0,12$ qui diminuerait de 1% l'intensité au foyer. La figure 3.12 représente le seuil de détection S_d défini par la variation spatiale minimale d'élargissement de $Z_{\omega\omega}(x)$ d'un pixel. Je l'exprime par la formule suivante :

$$S_d = \frac{max(\Delta\omega_L(x)) - min(\Delta\omega_L(x))}{\delta\omega}, \tag{3.2.2}$$

où $\delta\omega$ est la résolution spectrale du spectro-imageur. Cette définition du seuil est conservatrice : avec un ajustement gaussien, on peut souvent détecter des variations inférieures à la résolution spectrale. Toutefois, en présence de bruit et du fait que la forme de spectre peut varier spatialement, j'ai choisi un seuil plus élevé.

La simulation a été effectuée pour $\gamma_{x\omega^2} = 0,12$ et les mêmes paramètres d'impulsions que précédemment. La courbe bleue doit donc être supérieure à 1 pour pouvoir détecter le couplage. D'autre part, il faut garder à l'esprit l'aspect pratique de l'impact de la dispersion sur le spectre XPW. En effet, une trop forte valeur rendrait le signal trop faible et difficilement mesurable. Ainsi, j'ai fixé arbitrairement une limite supérieure pour $|\gamma_{\omega\omega}|$ qui correspond à $Z_{\omega\omega} > 1$. Cela définit la plage suivante pour la dispersion : $2,5 < |\gamma_{\omega\omega}| < 3$. Pour $\gamma_{x\omega^2} = 0,12$, l'ajout de $\gamma_{\omega\omega} \sim 3$ permet de multiplier la pente de $Z_{\omega\omega}(x)$ par près de 300 comme le montre la figure 3.13.

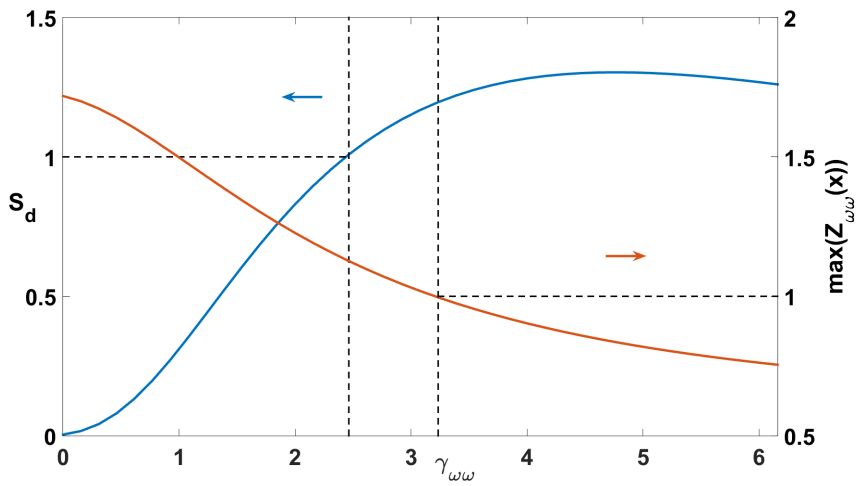


FIGURE 3.12: Seuil de détection de la VSBS (en bleu) et élargissement maximal en fonction de $\gamma_{\omega\omega}$.

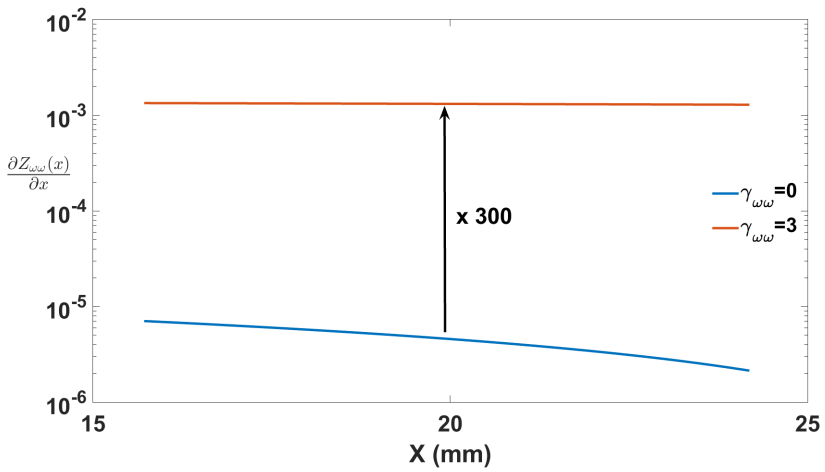


FIGURE 3.13: Tracé de la dérivée spatiale de $Z_{\omega\omega}(x)$ pour deux valeurs $\gamma_{\omega\omega}$.

L'ajout de courbure permet également d'augmenter la VSBS d'un facteur comparable. Celle-ci est toutefois moins maitrisable en pratique et rend son utilisation pour l'identification de la TGDD plus compliquée. Cependant, toute courbure résiduelle affecte également la VSBS d'un certain facteur. Celui-ci est représenté sur la figure 3.14 comme une fonction de $\gamma_{\omega\omega}$ et de γ_{xx}. Pour les valeurs de $\gamma_{\omega\omega}$ entre 2,5 et 3, on ne fait qu'augmenter ce facteur donc la courbure non seulement ne perturbe pas l'augmentation de la VSBS mais l'augmente encore plus jusqu'à 600. Cela améliore encore d'autant plus le seuil de détection de la TGDD. Le facteur doit être supérieur à 120 pour rendre détectable la VSBS.

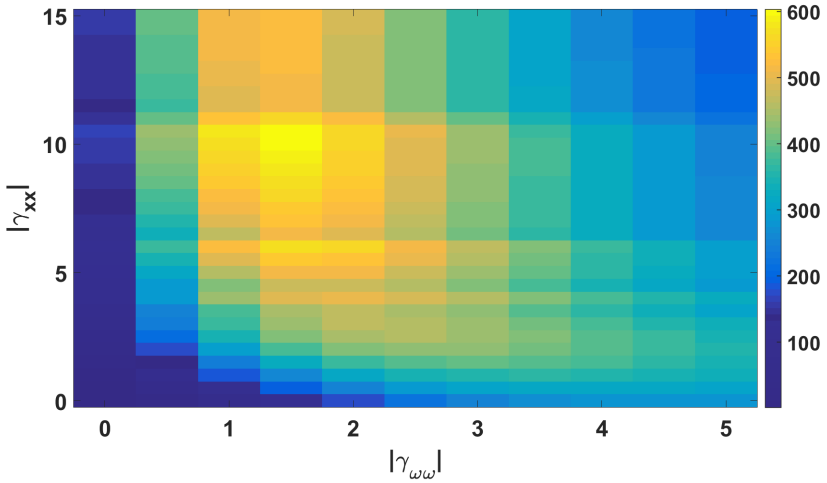


FIGURE 3.14: Carte du facteur d'augmentation de la VSBS en fonction de $\gamma_{\omega\omega}$ et de γ_{xx}.

Estimation de la valeur exacte de TGDD

On a vu que le simple fait d'observer la largeur spectrale varier avec la dimension spatiale suffisait à diagnostiquer la TGDD sur l'impulsion incidente. On peut aussi déduire la valeur du couplage en fonction de la forme de $Z_{\omega\omega}(x)$. J'ai utilisé une approche empirique pour résoudre cette question en observant que $Z_{\omega\omega}(x)$ est assez linéaire pour des valeurs de $\gamma_{x\omega^2} < 5$. On peut alors écrire l'équation suivante :

$$Z_{\omega\omega}(x) = a.x + b. \tag{3.2.3}$$

L'idée a été alors d'observer le comportement de a et b en fonction de $\gamma_{x\omega^2}$. Ces fonctions s'ajustent très bien ($r^2 > 0,99$) par des fonctions rationnelles du type :

$$a(\gamma_{x\omega^2}) = \frac{n_1\gamma_{x\omega^2}^2 + n_2\gamma_{x\omega^2} + n_3}{d_1\gamma_{x\omega^2}^2 + d_2\gamma_{x\omega^2} + d_3}. \tag{3.2.4}$$

En retenant les modèles pour les deux fonctions a et b, on peut ensuite les utiliser pour ajuster la courbe de $Z_{\omega\omega}$ en fonction de x. La figure 3.15 représente la qualité de la reconstruction de $\gamma_{x\omega^2}$ en pourcentage. Si on garde la marge d'erreur de 10% utilisée précédemment, la zone $|\gamma_{x\omega^2}| < 6,7$ permet ainsi de déduire avec une bonne précision la valeur de $\gamma_{x\omega^2}$ à partir de la mesure de $Z_{\omega\omega}(x)$.

Comme pour l'estimation de la valeur de WFD, les conditions de validité sont une phase spectrale constante et un faisceau parfaitement collimaté.

Conclusion sur le diagnostic de la TGDD

L'impulsion XPW générée par une impulsion avec de la TGDD seule présente une VSBS linéaire. Une méthode théorique d'estimation de la TGDD à partir de la mesure de la VSBS de l'impulsion XPW a été proposée. Celle-ci n'est pas assez forte pour être détectable pour de faibles couplages. L'ajout de dispersion ainsi que la courbure permettent de drastiquement augmenter la VSBS et de détecter en théorie un couplage en-dessous du seuil tel que $R_I \geq 0,99$. Le spectre XPW permet donc d'identifier et de corriger en mono-coup la distorsion affectant l'impulsion s'il s'agit de TGDD.

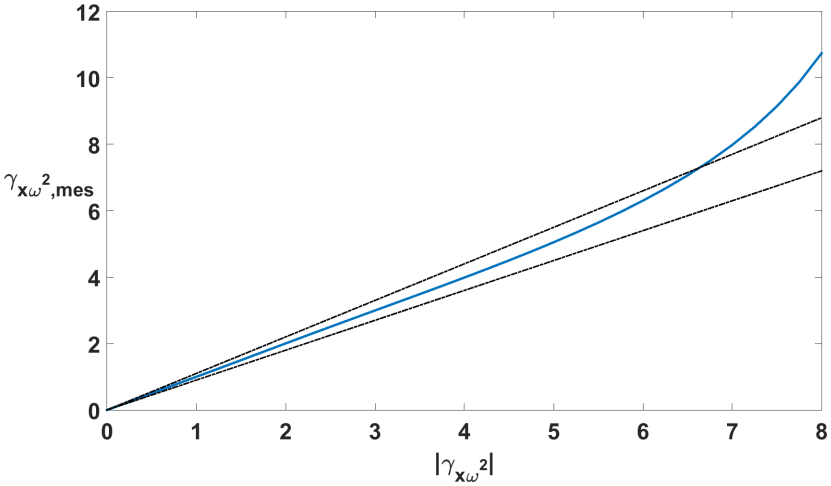


FIGURE 3.15: $\gamma_{x\omega^2}$ reconstruit en fonction du couplage sur l'impulsion incidente. Le cône en pointillés noirs représente la marge d'erreur à 10%. Le faisceau est parfaitement collimaté et sa phase spectrale est constante, voire linéaire.

3.2.2 TGDD combinée à de la WFD

Effets de la TGDD combinée à de la WFD sur le spectre XPW

Etant donné que la TGDD apparait sur une impulsion lors de la traversée d'un prisme tout comme la WFD, il convient de vérifier que ces deux couplages ne perturbent pas la mesure de l'un ou l'autre. Pour les simulations suivantes, j'ai considéré la traversée d'un prisme avec une incidence de 45° et qui se reflète sur la face arrière du prisme. En effet, c'est le dispositif qu'on a choisi expérimentalement pour en même temps introduire un couplage connu sur l'impulsion laser et atténuer l'énergie pour la mesure. Typiquement, cela représente un PFT de 9,7 fs/mm (soit une WFD de 4,85 fs/mm ou $\gamma_{x\omega} = 0.81$) et une TGDD de 9,5 fs^2/mm (soit $\gamma_{x\omega^2} = 0.54$). La figure 3.16 affiche le résultat de simulation pour un faisceau de 10 mm de diamètre et d'une durée de 30 fs.

L'impulsion au foyer (graphique 3.16c) présente deux caractéristiques distinctes que l'on a pu apercevoir dans les cas précédents. Tout d'abord, l'impulsion est inclinée. Ce n'était pas le cas pour une impulsion avec seulement de la WFD (graphique 3.1c) mais uniquement lorsqu'on ajoutait de la dispersion spectrale (graphique 3.1f). On peut supposer que la TGDD apporte alors la dispersion nécessaire à ce phénomène. Cela génère le SPC visible sur le graphique 3.16e. Le SPC est mis en évidence par les spectres projetés en vert et rose dont on voit la pulsation centrale varier.

D'autre part, on retrouve l'effet de la TGDD sur $Z_{\omega\omega}(x)$ mais cela n'est pas visible sur la figure 3.16e. En effet, la variation est faible et peut ne pas être détectable comme le montre la courbe bleue de la figure 3.17. Par contre, ce qui s'apparente visuellement à du SPC est en fait une variation quadratique de la pulsation centrale.

En pratique, cela signifie que l'on pourrait penser qu'il n'y a que du SPC et en déduire que l'impulsion incidente a de la WFD mais pas de TGDD. Si l'on recoupe avec les cas connus de génération de la WFD sur des impulsions lasers, on diagnostiquerait alors que ce sont les réseaux du compresseur qui sont mal alignés. Toutefois, l'observation du marqueur de la TGDD (largeur spectrale variant spatialement) amènerait à penser que l'origine de ces deux couplages est bien la traversée d'un prisme.

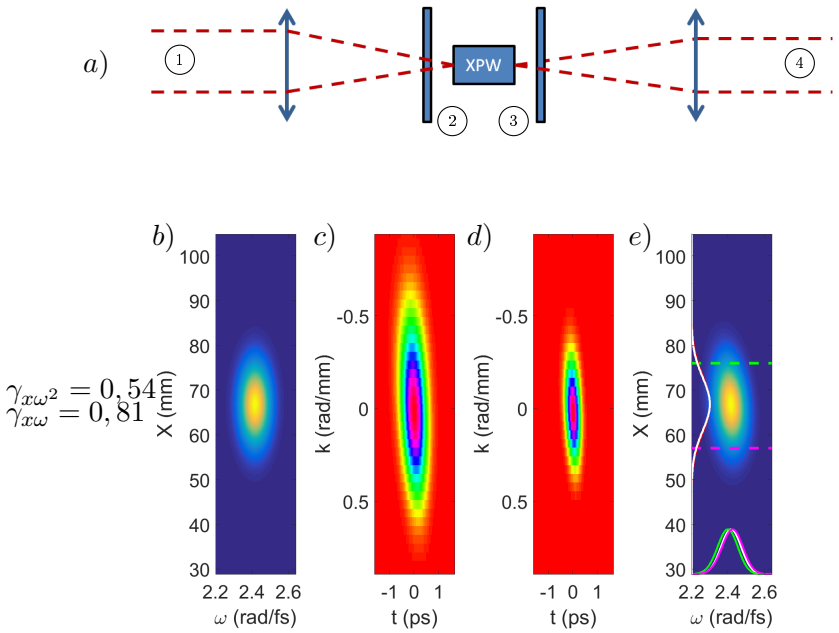


FIGURE 3.16: Simulation d'impulsion XPW pour une impulsion présentant de la TGDD et de la WFD. b-e) Impulsion avec $\gamma_{x\omega} = 0,81$ et $\gamma_{x\omega^2} = 0,54$.

Seuil de détection de la combinaison TGDD et WFD

Comme on l'a vu dans les parties précédentes, une manière de modifier les caractéristiques spatio-spectrales observables est d'ajouter beaucoup de dispersion spectrale ou de courbure à

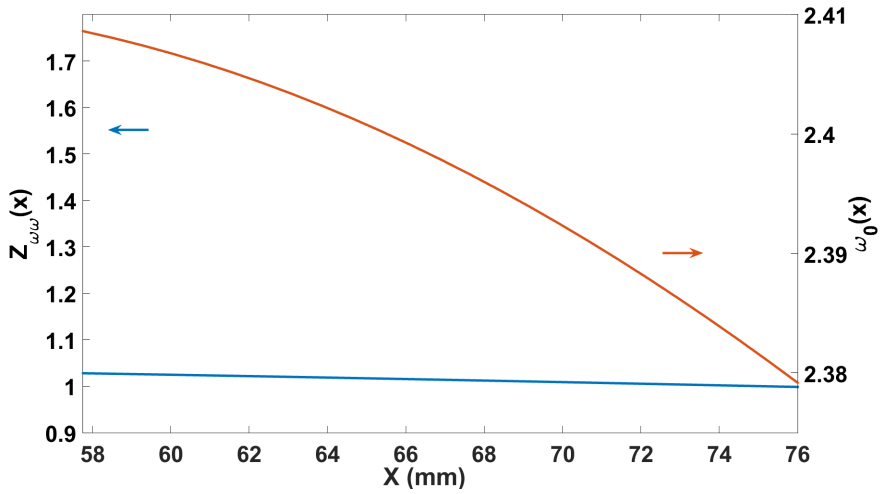


FIGURE 3.17: Grandeurs observables de l'impulsion XPW. L'élargissement spectral $Z_{\omega\omega}(x)$ est tracé en bleu alors que l'évolution spatiale de la pulsation centrale est tracée en rouge.

l'impulsion. Pour γ_{xx}, j'ai estimé sa valeur expérimentale à $12 \pm 1,2$. Pour cela, j'ai mesuré le diamètre du faisceau en 2 plans espacés de 3 mètres et j'ai simulé γ_{xx} pour obtenir cette propagation.

Pour garantir le facteur R_I au-dessus de 90%, il faut pouvoir détecter les couplages : $\gamma_{x\omega} = 0,15$ et $\gamma_{x\omega^2} = 0,1$. Ces valeurs sont calculées en gardant le même ratio que pour les valeurs théoriques obtenues dans la partie précédente. Comme pour relever le seuil de détection de la VSBS dans le cas de la TGDD seule, j'ai ajouté également de la dispersion ($\gamma_{\omega\omega} = 1,5$ qui a permis de multiplier la VSBS par 27. La figure 3.18 représente les marqueurs $\omega_0(x)$ et $Z_{\omega\omega}(x)$ du spectre XPW. Le SPC a été bien réduit mais la VSBS est bien plus visible et se trouve au-dessus du seuil de détection.

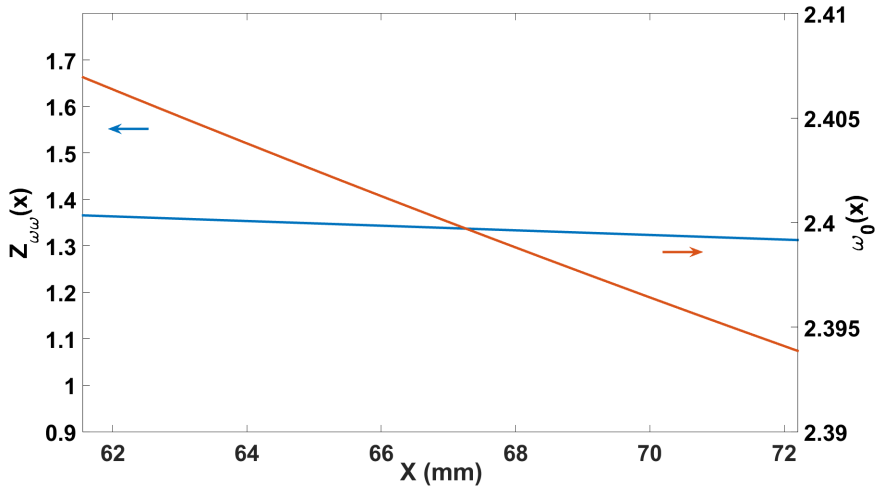


FIGURE 3.18: Grandeurs observables de l'impulsion XPW. L'élargissement spectral $Z_{\omega\omega}(x)$ est tracé en bleu alors que l'évolution spatiale de la pulsation centrale est tracée en rouge.

Conclusion sur le diagnostic de la combinaison de la TGDD et de la WFD

La combinaison des 2 couplages génère une variation spatiale quadratique de $\omega_0(x)$ ainsi qu'une VSBS sur le spectre XPW. Etant donné qu'on pourrait confondre le comportement de $\omega_0(x)$ avec du SPC et diagnostiquer la présence de WFD, il faut rajouter de la courbure et de la dispersion pour accentuer la VSBS sur l'impulsion XPW. Le seuil de détection permet de garantir un facteur R_I supérieur à 90% qui reste un bon niveau de détection.

Pour améliorer ce niveau de détection, il faudrait affiner la résolution spectrale. On pourrait

le faire en choisissant l'autre réseau de notre spectro-imageur mais on ne pourrait pas caractériser d'impulsions en-dessous de 20 fs au vu de la taille de leur spectre.

3.2.3 Conclusion sur le diagnostic de la TGDD

L'impulsion XPW générée à partir d'une impulsion présentant de la TGDD présente une VSBS caractéristique de ce couplage. L'ajout de dispersion ou de courbure spatiale permet alors d'accentuer ce phénomène et de garantir que l'élimination de la TGDD maintient R_I au-dessus de 99% de l'intensité crête théorique. Comme la VSBS est observable en mono-coup et sans traitement numérique supplémentaire, on peut la corriger en temps réel.

Une méthode d'estimation de la valeur du couplage a été proposée lorsque l'impulsion est proche de la compression optimale et collimatée. Celle-ci est valable jusqu'à $|\gamma_{x\omega^2}| \leq 6$.

Enfin, le cas particulier de la combinaision de TGDD et de WFD lors de la traversée d'un prisme a été étudiée. Encore une fois l'ajout de dispersion et de courbure permet d'accentuer la VSBS et d'abaisser le seuil de détection pour maintenir R_I au-dessus de 90%.

Ainsi, j'ai présenté deux nouvelles méthodes mono-coup d'identification et de correction de la TGDD simplement à l'aide d'un cristal XPW et d'un spectro-imageur.

3.3 Détection du PFC

Le PFC est le second couplage du deuxième ordre. De nombreuses optiques peuvent en introduire comme on l'a vu dans les parties précédentes et il s'agit donc du dernier couplage dont je vais présenter l'influence sur le spectre XPW. Pour cela, je vais d'abord montrer l'influence de la courbure spatiale sur le spectre XPW. Puis je détermine le seuil de détection du PFC à partir des marqueurs pertinents.

3.3.1 Effets du PFC sur l'impulsion XPW

La figure 3.19 représente l'impulsion avec du PFC et avec/sans courbure spatiale. L'impulsion au foyer est bien plus étalée si on regarde l'échelle entre ±4 rad/mm pour le graphique 3.19c et ±10 rad/mm pour le graphique 3.19g. Cela est dû à la courbure spatiale. On constate que l'impulsion n'a plus de rebonds temporels mais une forme ressemblant à sa forme dans le domaine (x,t) en forme de croissant. Le spectre XPW sur le graphique 3.19e est alors en forme de triangle. La pulsation centrale varie de manière quadratique comme le montrent les courbes vertes et magenta. La VSBS évidente est elle aussi quadratique.

Une explication possible passerait par l'observation de l'impulsion au foyer dans le domaine (k,ω) sur le graphique 3.19k. En effet, on peut voir une dépendance quadratique de la taille de la tache focale en fonction de la pulsation. Ainsi, les courtes pulsations sont mieux focalisées que les plus longues. Cela entraine un meilleur élargissement spatial local $Z_{xx}(\omega)$ et donc un diamètre de faisceau par pulsation variable.

3.3.2 Seuil de détection du PFC

Une valeur de $\gamma_{x^2\omega}$ de 0,3 donne un R_I de 0,99. On se donne donc pour objectif de mesurer un tel couplage. L'ajout de dispersion spectrale ne fait qu'atténuer la VSBS et le comportement de $\omega_0(x)$. Il faut donc se servir seulement de γ_{xx}. Une valeur de 12 permet d'obtenir cette fois $Z_{xx}(\omega)$ qui est le seul marqueur avec une variation significative. Pour un faisceau incident de 10 mm de diamètre, la variation de diamètre en fonction de ω est d'une centaine de microns ce qui est facilement détectable par beaucoup de caméras.

3.3.3 Conclusion sur le filtrage du PFC par effet XPW

Concernant la détection et l'identification du couplage simplement en regardant l'intensité spatio-spectrale XPW, le PFC a bien un impact sur les grandeurs observables. Toutefois, celui-ci n'est pas détectable et l'ajout de dispersion spectrale n'a pas d'impact spécifique au contraire des deux autres couplages étudiés précédemment. Par contre, un faisceau faiblement divergent rajoute de la courbure spatiale qui affecte les grandeurs observables de manière significative. Le comportement spatial observé de $Z_{\omega\omega}(x)$ et de $\omega_0(x)$ est quadratique et donc ne peut être confondu avec l'influence des autres CST sur l'impulsion XPW. Concernant le seuil de détection, il faudra par contre observer $Z_{xx}(\omega)$ qui est plus sensible que les autres grandeurs observables. Cela nous permet d'assurer pour ce couplage aussi de maintenir le facteur R_I à plus de 99%.

L'utilisation de la courbure spatiale pour la détection du PFC manque de flexibilité pour une mesure expérimentale. Toutefois, cela n'est nécessaire que pour les très faibles valeurs de couplage qui ont peu d'impact sur R_I et qui sont mesurables par la technique SRSi-ETE comme nous l'avons montré dans la partie précédente.

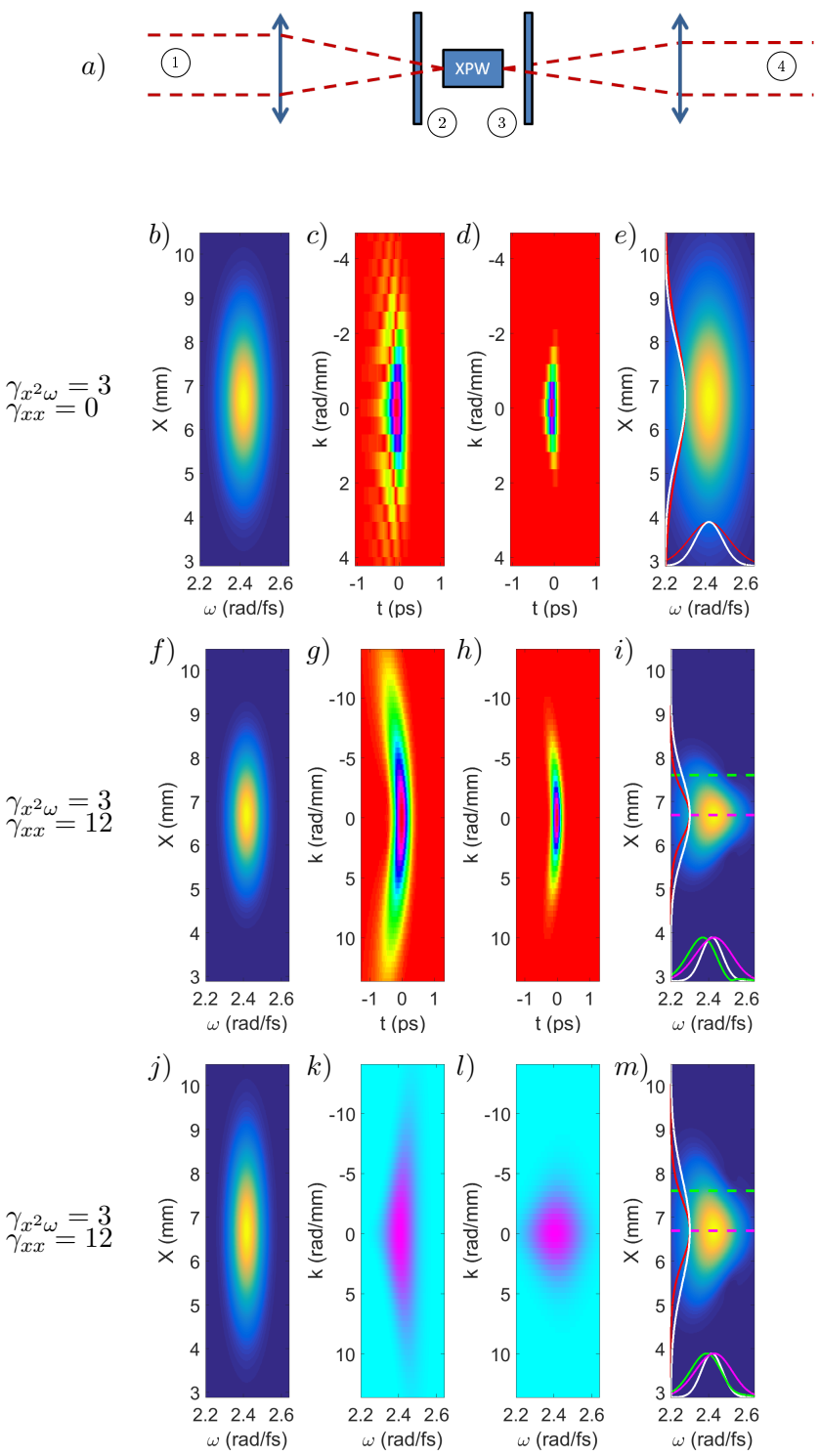


FIGURE 3.19: Simulation d'impulsion XPW obtenue avec une impulsion présentant du PFC. b-e) Impulsion avec $\gamma_{x\omega} = 3$. f-m) Impulsion avec $\gamma_{x\omega} = 3$ et $\gamma_{xx} = 12$. Les graphiques k et l représentent l'impulsion dans le domaine (k, ω).

Conclusion sur le diagnostic mono-coup de couplages spatio-temporels par effet XPW

Dans cette partie, j'ai montré théoriquement que CROISSANT pouvait identifier et corriger les trois CST principaux en mono-coup en observant le spectre de l'impulsion XPW. Le seuil de détection théorique est excellent puisque pour les 3 couplages seuls, on peut garantir un R_I de 0,99. Pour la WFD et la TGDD, j'ai proposé une méthode théorique d'estimation de la valeur du couplage.

Cette technique n'est a priori pas limitée par la durée d'impulsion. En effet, les seuils de détection ont été calculés avec le réseau de diffraction donnant la moins bonne résolution spectrale. De plus, l'effet non-linéaire XPW a une bande spectrale très large et est donc essentiellement achromatique. Par contre, la taille maximale du faisceau à mesurer est limitée par la fente du spectro-imageur. Il faudra donc imager les faisceaux de plusieurs dizaines de cm des lasers PW pour les mesurer. Les distorsions apportées par le système d'imagerie devront être alors prises en compte. La figure 3.20 résume la procédure à suivre pour identifier le couplage en observant le spectre XPW. Si les couplages sont assez forts, on observe directement les graphiques 3.20b-d et on identifie donc directement la distorsion. Le graphique 3.20a est celui que l'on peut observer dans les cas où les couplages sont faibles et leur impact non détectable. Pour cela, la présence de γ_{xx} naturelle et l'ajout de $\gamma_{\omega\omega}$ permet d'accentuer l'impact des couplages sur le spectre XPW et ainsi d'observer les graphiques 3.20b-d. Si seul le PFC (respectivement la TGDD) est présent sur l'impulsion, le spectre XPW garde une symétrie par rapport au centre du faisceau (resp. la pulsation centrale).

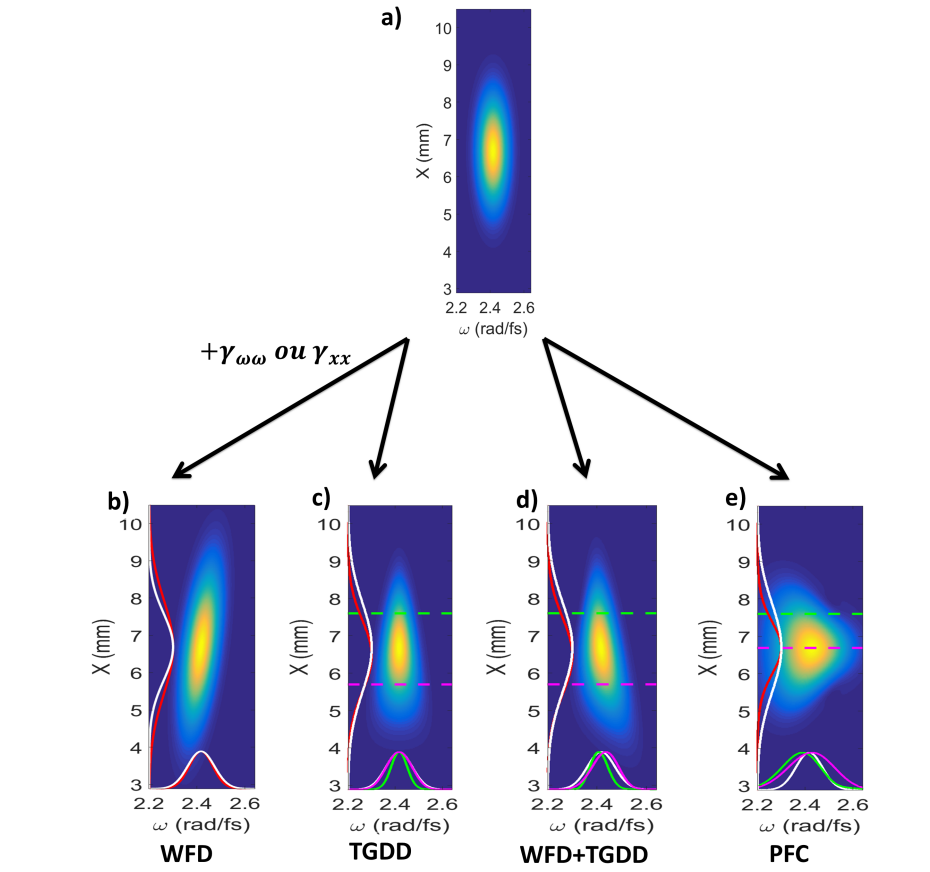


FIGURE 3.20: a) Intensité spatio-spectrale XPW sans CSS apparents. En ajoutant $\gamma_{\omega\omega}$, on obtient les graphiques b à d si l'impulsion comporte b) de la WFD, c) de la TGDD, d) de la WFD et de la TGDD et e) du PFC. Si on observe directement les spectres b à d, alors on identifie directement le couplage.

Les résultats expérimentaux mettant en évidence les phénomènes évoqués sont présentés dans la dernière partie.

Chapitre 4

SRSI-ETE

Introduction

La technique SRSI-ETE est l'extension de la technique SRSI à une mesure spatio-temporelle de l'impulsion ainsi que son contraste temporel. En effet, cette dernière est déjà capable de reconstruire temporellement l'impulsion en un point et de manière mono-coup grâce au spectromètre et l'utilisation de l'interférométrie spectrale. Cet aspect mono-coup de la mesure permet de rétro-agir sur la chaine laser facilement, notamment si celle-ci est équipée d'un Dazzler. L'utilisation d'un spectro-imageur est un moyen logique d'étendre cette mesure à une dimension spatiale transverse.

La technique SRSI-ETE a plusieurs objectifs de mesure :

— Mesurer la forme spatio-temporelle de l'impulsion selon une seule dimension spatiale transverse

— Mesurer le contraste temporel de l'impulsion

Le premier objectif découle naturellement de l'interférométrie spectrale résolue spatialement. Le deuxième objectif vient de la particularité de l'effet XPW d'être un effet du troisième ordre et l'impulsion XPW a donc un bien meilleur contraste que l'impulsion incidente. Dans un premier temps, je vais présenter le dispositif expérimental et la théorie de reconstruction de l'impulsion de la technique SRSI-ETE. Ensuite, je vérifie la robustesse de l'algorithme face à différentes perturbations. Je détaille comment cette technique permet également de mesurer le contraste temporel. Enfin, je décris le matériel critique (spectro-imageur) utilisé pour cette technique et les performances atteignables.

4.1 Principe de la technique

La technique exposée dans cette partie est nommée SRSI-ETE, pour interférométrie spectrale autoréférencée à excursion temporelle étendue en français). Elle a été utilisée dans un premier temps sur le laser PW DRACO [16] à l'institut Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR). Il s'agit d'une extension à une dimension spatiale avec un spectro-imageur de la technique SRSI [17] utilisée par le Wizzler. Cette dernière permet de reconstruire la phase spectrale de l'impulsion et ainsi de connaître la durée temporelle de l'impulsion en mono-coup. Les travaux précédents étaient plus axés sur la mesure du contraste temporel en mono-coup. La mise en évidence de l'observation de phénomènes spatio-temporels n'a pas été suivie d'une reconstruction spatio-temporelle de l'impulsion. Démontrer et mettre en place la reconstruction algorithmique spatio-temporelle de l'impulsion est l'un des buts de cette thèse. Concernant la mesure du contraste temporel, il s'agissait d'en étudier la robustesse et d'obtenir les meilleures performances en termes de dynamique et d'excursion temporelle.

Dans ce premier chapitre, je présente le montage expérimental et je démontre comment la technique SRSI-ETE permet de reconstruire l'impulsion dans le domaine (x, ω) en plus de mesurer le contraste temporel de l'impulsion.

4.1.1 Montage expérimental

La figure 4.1 représente un schéma du montage expérimental. Il s'agit d'un interféromètre de Mach-Zender composé d'un bras dit « XPW » ou de « référence » et d'une ligne à retard. Une lame séparatrice en coin permet de séparer l'impulsion vers la ligne à retard. Celle-ci est orientée de façon à introduire le PFT sur la dimension perpendiculaire à celle de mesure (horizontale sur la fente du spectro-imageur).

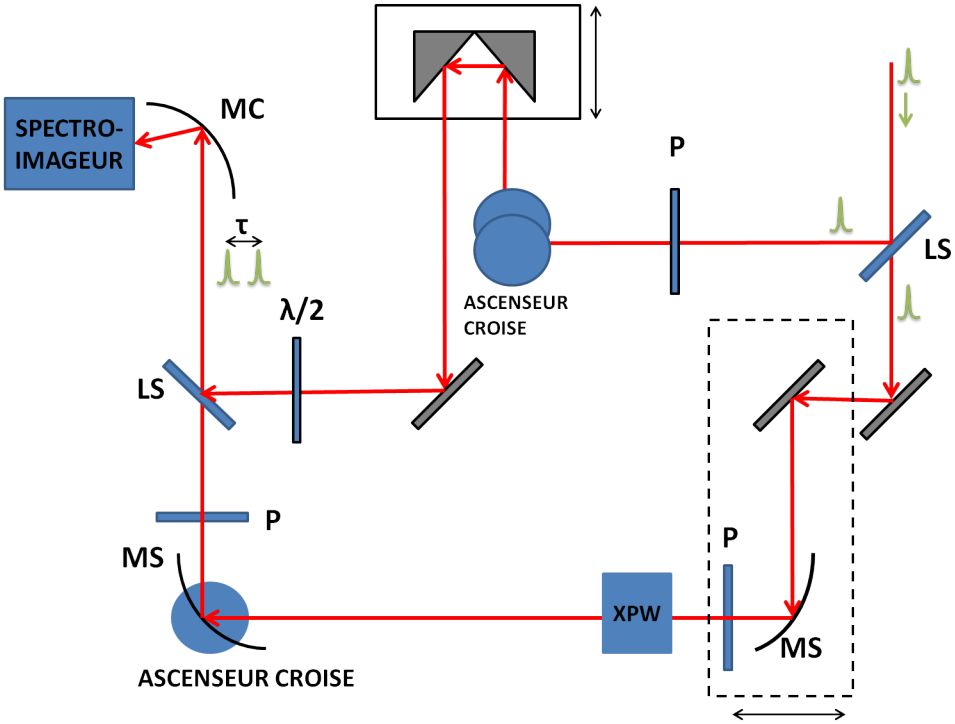


FIGURE 4.1: Schéma du montage de SRSI-ETE. LS : lame séparatrice, P : polariseur, MC : miroir cylindrique, MS : miroir sphérique.

Bras XPW

Un polariseur permet de s'assurer que la polarisation est bien linéaire. L'impulsion est ensuite focalisée sur le cristal XPW et recollimatée en sortie. Un deuxième polariseur filtre l'impulsion principale et ne garde que l'impulsion XPW. La focalisation sur le cristal d'XPW se fait par un miroir sphérique concave. L'angle d'incidence sur ce miroir est de 45 ° pour jouer sur l'astigmatisme de la focalisation.

En effet, le développement d'un diagnostic compact et mono-coup nous a fait retenir cette solution. L'aspect mono-coup demande beaucoup d'énergie dans l'impulsion XPW afin de remplir de manière optimale la caméra en sortie du spectromètre imageur. Cela entraine de possibles effets indésirables pour l'ionisation ou de la SPM dans le cristal. Pour éviter ces effets, il faudrait augmenter la taille de la tache focale. Le critère de compacité du système de mesure interdit le choix d'une longue focale. La solution retenue a donc été d'utiliser l'astigmatisme causé par une focalisation à 45° pour focaliser seulement selon la dimension transverse du faisceau à observer (x ou y). Cette solution a des conséquences sur le montage optique, notamment sur la compensation de l'astigmatisme généré par le premier miroir. En effet, on le compense en faisant tourner de 90° le miroir sphérique concave de sortie. Cela implique que l'on doit l'inclure dans un périscope croisé pour revenir dans le plan du banc optique. Cette solution crée deux foyers représentés sur la figure 4.2[1] où chaque dimension transverse est focalisée à un endroit différent de l'axe optique.

1. Image reprise de : https ://www.olympus-lifescience.com/en/microscope-resource/primer/lightandcolor/opticalaberrations/

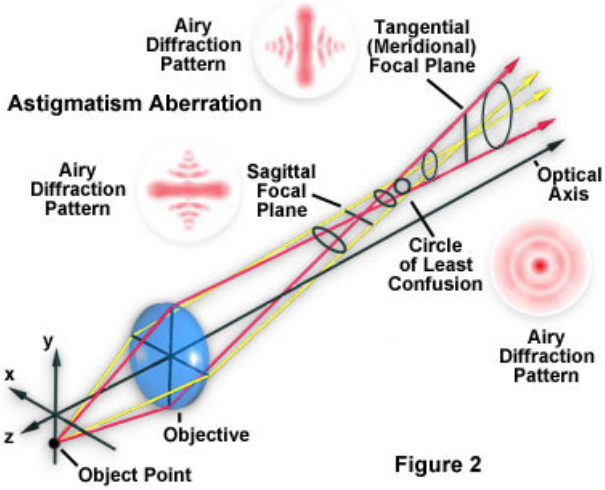


FIGURE 4.2: Description de la focalisation à 45°.

Ligne à retard

La gestion de la polarisation et de l'orientation du faisceau (dimension x/y) est particulière dans ce système. Disons que l'impulsion entrant dans le système a une polarisation s et la dimension transverse verticale est y. L'effet XPW a généré une onde polarisée p. Comme cela a été énoncé dans le paragraphe précédent, un périscope croisé est placé en sortie du cristal XPW permettant de tourner la polarisation à nouveau sur s mais en tournant le faisceau. La dimension verticale est maintenant la dimension x et on fait donc interférer cette dernière avec la dimension y de l'impulsion de la ligne à retard.

Il faut donc également tourner le faisceau dans la ligne à retard via un périscope croisé. Le changement de polarisation en p induit impose l'ajout d'une lame d'onde $\lambda/2$ afin de ramener la polarisation sur s. La figure 4.3 représente une photographie du montage expérimental. Une dernière lame séparatrice en coin recombine les deux bras vers le spectro-imageur. L'utilisation de telles lames séparatrices est motivée par le fait que l'appareil mesure le contraste temporel. Les lames classiques introduisent des post-impulsions dues à une double réflection à l'interieur de la lame. Celles-ci sont présentes ensuite sur la mesure du contraste et pourraient cacher une véritable post-impulsion. A ce sujet, on ne peut dans ce cas se prémunir des réflexions dues à la lame d'onde $\lambda/2$ et aux polariseurs. La réflexion du premier polariseur du bras XPW est filtrée par l'effet XPW mais celle venant du second est bien présente sur la mesure de contraste.

Sur le schéma et le montage des figures 4.1 et 4.3, on peut voir un polariseur sur la ligne à retard. Celui-ci a une utilité expérimentale plutôt qu'une nécessité absolue. En effet, il permet d'ajuster l'équilibre d'énergie entre les deux bras qui pourrait se faire en ajustant soigneusement les ratios de chaque lame séparatrice et l'énergie d'entrée pour générer assez de signal XPW. Il assure également que la polarisation reste linéaire sur la ligne à retard.

Un miroir cylindrique permet de focaliser les deux impulsions le long de la fente du spectro-imageur. L'utilisation d'un miroir plan permettrait de visualiser une tranche de l'impulsion.

Cet appareil nécessite $\sim 70\mu J$ pour mesurer une impulsion femtoseconde. Seulement 200 nJ permettrait de saturer la caméra mais le régime de génération du signal XPW est choisi volontairement peu efficace (0,2%) pour être dans l'approximation d'une puissance constante du fondamental lors du processus non-linéaire. C'est un choix pour éviter les problèmes de SPM (rester en dessous de 10^{12} W/cm^2 d'intensité au foyer) qui élargirait le spectre de manière non souhaitée.

4.1.2 Description théorique

Acquisition des données

La caméra est placée dans le plan focal du spectro-imageur. Soit une impulsion de champ électrique $\tilde{E}(x,\omega)$. L'interférogramme acquis par la caméra est selon les axes (x,y) où x est la dimension transverse du faisceau que l'on mesure et y la dimension spatiale correspondant à la di-

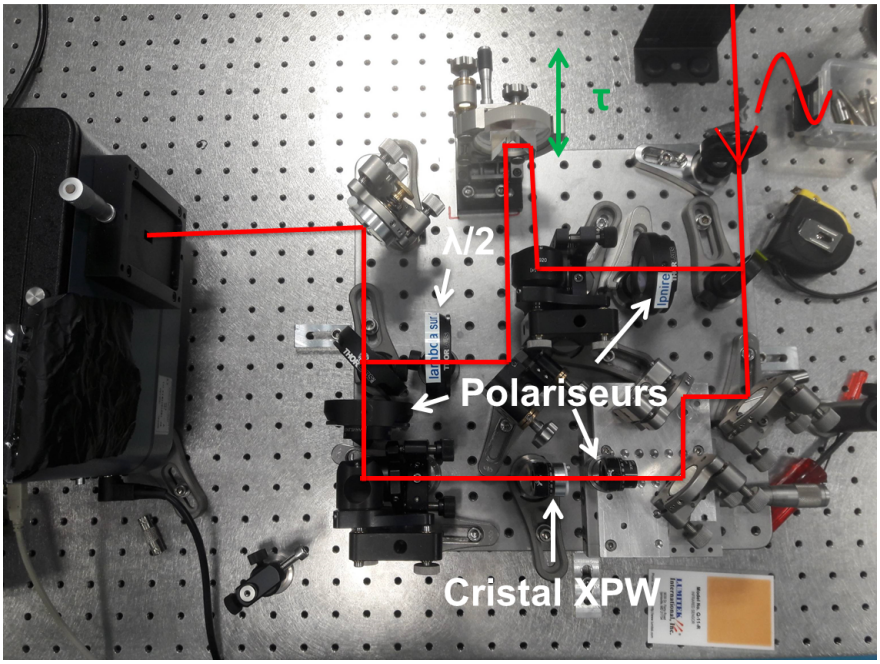


FIGURE 4.3: Photographie du montage expérimental de SRSI-ETE.

mension des longueurs d'onde. En effet, il a été montré [72] que ces deux dimensions n'étaient pas strictement égales et qu'une correction devait être appliquée. D'autre part, le vecteur λ sur lequel l'interférogramme est projeté ne correspond pas linéairement au vecteur ω sur lequel les opérations mathématiques ont lieu. Pour simplifier les notations, on suppose que l'interférogramme est enregistré sur le vecteur des pulsations directement et sans bruit additionnel :

$$\tilde{S}(x,\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{E}(x,y,\omega).e^{i(\omega\tau + x\tau_x)} + \tilde{E}_{XPW}(x,y,\omega)|^2 dy \tag{4.1.1}$$

$$\tilde{S}(x,\omega) = \underbrace{|\tilde{E}(x,\omega)|^2 + |\tilde{E}_{XPW}(x,\omega)|^2}_{\text{Signal sans interférences}} + \underbrace{\tilde{E}(x,\omega)\tilde{E}^*_{XPW}(x,\omega).e^{i(\omega\tau + x\tau_x)} + c.c.}_{\text{Signal avec interférences}}. \tag{4.1.2}$$

Où c.c. signifie le complexe conjugué. La figure 4.4 représente un interférogramme simulé pour

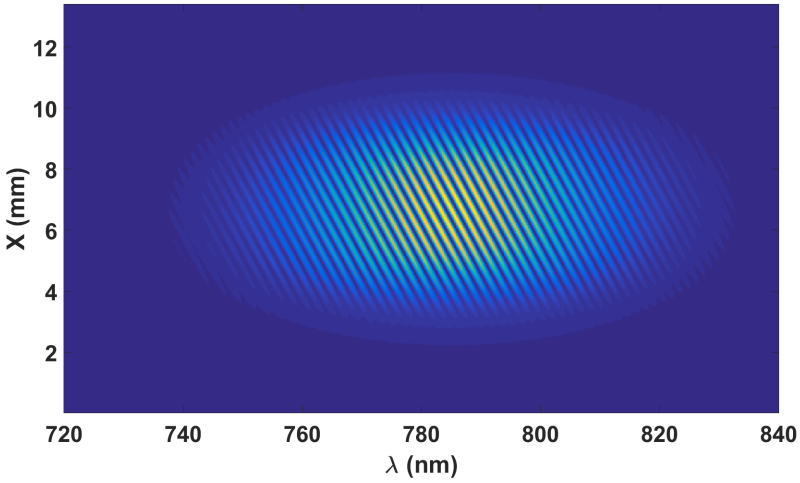


FIGURE 4.4: Interférogramme simulé pour une impulsion de 30 fs et 2,5 mm de diamètre.

une impulsion de 30 fs avec une pré-impulsion à 2,5 ps. On obtient donc deux catégories de termes. La première contient les intensités spatio-spectrales des impulsions de chaque bras de l'interféromètre. Elles n'interfèrent pas et ne représentent que l'enveloppe de l'interférogramme. La deuxième catégorie contient le signal utile (i.e. la phase spatio-spectrale) dans les franges.

Traitement des données

Un filtrage de Fourier [130] permet d'extraire la différence de phase spatio-spectrale de ce signal utile. Il s'agit d'appliquer un filtre supergaussien 2D $h_{k_x t}$ autour du terme en (0,0) et en (τ_x, τ). On note :

$$F(k_x, t) = h_{k_x t}(k_x - \tau_x, t - \tau).S(k_x, t), \tag{4.1.3}$$

$$S_0(k_x, t) = h_{k_x t}(k_x x, t).S(k_x, t). \tag{4.1.4}$$

Une TF^{-1}2D permet de revenir dans le domaine spatio-spectral où l'on va appliquer l'algorithme de reconstruction de la phase. Tout d'abord, commençons par l'amplitude.

La reconstruction de l'amplitude spatio-spectrale est simplement la transposition à une dimension spatiale de la méthode utilisée pour SRSI. Pour un signal XPW plus fort que celui à mesurer ($|\tilde{E}_{XPW}(x,\omega| > |\tilde{E}(x,\omega)|$), on a ainsi :

$$\tilde{E}(x,\omega) = 0.5\left(\left[\tilde{S}_0(x,\omega) + 2|\tilde{F}(x,\omega)|\right]^{\frac{1}{2}} - \left[\tilde{S}_0(x,\omega) - 2|\tilde{F}(x,\omega)|\right]^{\frac{1}{2}}\right), \tag{4.1.5}$$

$$\tilde{E}_{XPW}(x,\omega) = 0.5\left(\left[\tilde{S}_0(x,\omega) + 2|\tilde{F}(x,\omega)|\right]^{\frac{1}{2}} + \left[\tilde{S}_0(x,\omega) - 2|\tilde{F}(x,\omega)|\right]^{\frac{1}{2}}\right). \tag{4.1.6}$$

Comme cela a été remarqué [131], la soustraction dans l'expression du champ $\tilde{E}(x,\omega)$ améliore grandement le rapport signal sur bruit (RSB).

La reconstruction de la phase spatio-spectrale $\phi(x,\omega)$ suit le même raisonnement que pour l'amplitude en étendant le traitement de données SRSI à une dimension spatiale. Elle s'exprime par :

$$\phi(x,\omega) = \arg(\tilde{F}(x,\omega)) - \omega\tau - x\tau_x + \phi_{XPW}(x,\omega). \tag{4.1.7}$$

Le passage à deux dimensions (x et ω) rend le dépliement de la phase plus compliqué. Il faut maintenant utiliser un algorithme de dépliement 2D de la phase [132] pour obtenir $\arg(\tilde{F}(x,\omega))$. Le délai temporel τ et l'angle θ introduisent chacun un terme linéaire $\omega\tau$ et $x\tau_x$. Ces termes sont mesurés en moyennant la phase spatio-spectrale selon chaque direction et en ajustant la courbe résultante par un polynôme de degré 1.

La dernière inconnue de l'équation 4.1.7 est la phase du signal XPW. Celle-ci doit être estimée par un algorithme itératif en utilisant les mesures des amplitudes des champs et la phase $\phi(x,\omega)$. Le principe est d'utiliser l'amplitude et la phase mesurés pour simuler le signal XPW et en relever la phase. La convergence de l'algorithme a été démontrée dans le cas spectral [125]. Le domaine de validité pour la qualité de la reconstruction de l'impulsion a été décrite dans la partie 2.

Le diagramme de la figure 4.5 représente l'algorithme de reconstruction 2D de la phase. La figure 4.6 représente les différentes étapes de traitement nécessaire à l'extraction de l'information.

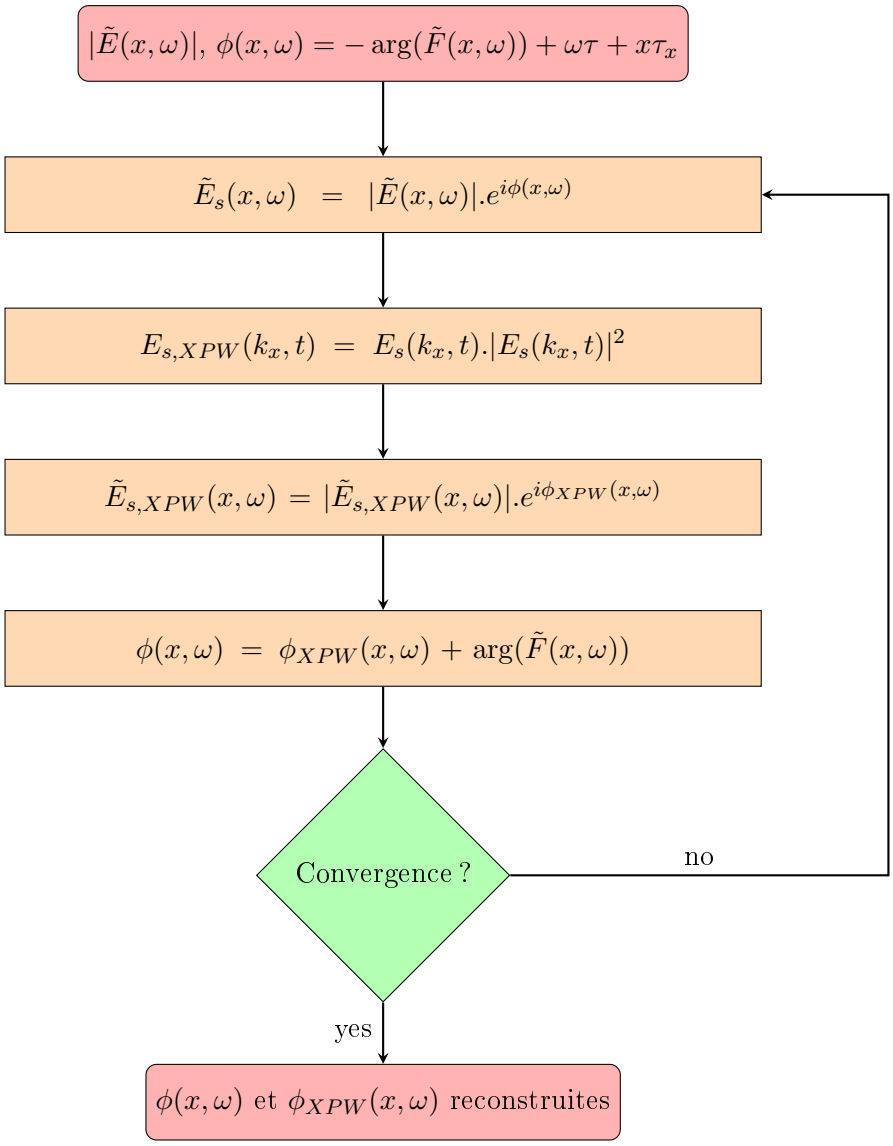


FIGURE 4.5: Diagramme de l'algorithme de reconstruction de la phase spatio-spectrale.

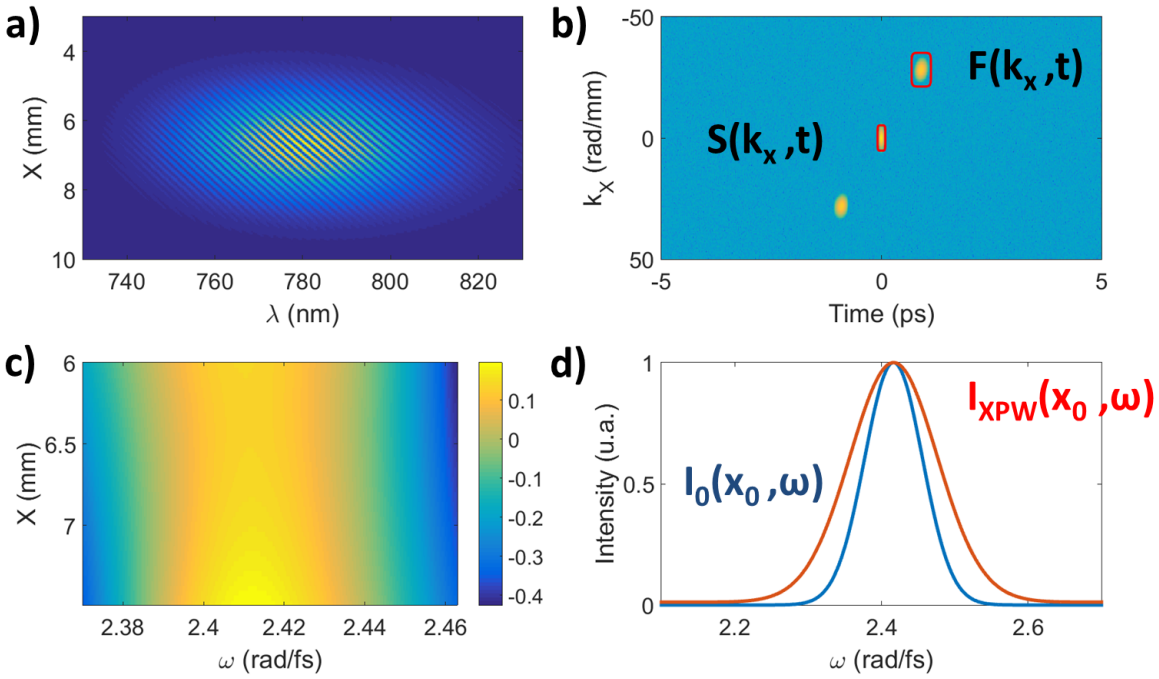


FIGURE 4.6: a) Interférogramme 2D obtenu. b) TF2D de l'interférogramme. Les rectangles rouges représentent le filtrage pour extraire l'information utile. c) Phase spatio-spectrale sans le délai temporel ni spatial. d) Reconstruction de l'intensité spectrale au centre du faisceau.

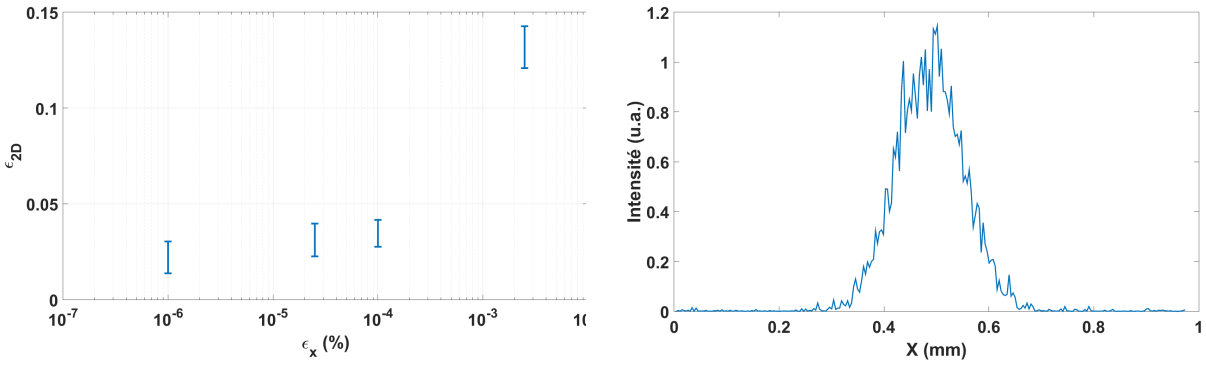
4.2 Robustesse de l'algorithme de reconstruction par simulation numérique

La partie 2 a donné le domaine de validité théorique d'une bonne reconstruction de l'algortihme pour chaque couplage. C'était sans prendre en compte les perturbations expérimentales qui peuvent intervenir de plusieurs manières. Tout d'abord le profil spatial est souvent sujet à des modulations assez rapides qui peuvent donc introduire des oscillations perturbant la mesure. Enfin, il faut aussi prendre en compte la divergence naturelle du faisceau.

On définit la robustesse de l'algorithme par sa capacité à reconstruire l'information malgré le bruit de mesure. Dans cette partie, je vais donc évaluer la robustesse au regard des différentes perturbations évoquées. Pour cela, j'utilise le même critère ϵ_{2D} permettant de jauger de la qualité de la reconstruction de l'algorithme.

4.2.1 Robustesse au profil spatial

Les faisceaux manipulés en laboratoire ne sont jamais des gaussiennes parfaites. Si les optiques sont utilisées proches de leur pupille admissible maximale, le faisceau peut alors être écrêté. De fortes modulations apparaissent alors suite à la propagation du faisceau. J'ai donc observé la qualité de la reconstruction vis-à-vis du bruit sur le profil spatial moyen. Comme pour la partie sur le filtrage par effet XPW, j'ai caractérisé cette qualité de la reconstruction par le critère ϵ_{2D}. Pour chaque valeur de bruit, j'ai réalisé 10 simulations sur des impulsions de 30 fs et 150 μm de diamètre. Les résultats sont présentés sur la figure 4.7. L'algorithme a un seuil de tolérance au bruit assez élevé puisqu'on mesure régulièrement le type de profil spatial affiché dans le médaillon.



a) b)

FIGURE 4.7: a)Erreur de reconstruction en fonction du bruit sur le profil spatial moyen d'intensité. b) Profil spatial d'intensité typique pour $\epsilon_x = 2,5.10^{-3}$.

4.2.2 Reconstruction de couplages en présence d'autres distorsions

Lorsque l'on réalise une mesure expérimentale, on ne peut pas supposer que la phase spectrale ou spatiale est parfaitement plate. Je vérifie donc dans les deux prochaines sections la robustesse de l'algorithme vis-à-vis de la présence de plusieurs distorsions.

Impulsion non comprimée

Tout d'abord, j'observe la qualité de la reconstruction vis-à-vis de $\gamma_{\omega\omega}$ que je vais varier de 0 à $\sqrt{3}$ pour deux valeurs de WFD. La première valeur de $\gamma_{x\omega}$ vaut 0,05 et correspond à une valeur plus fine que ce n'est capable de détecter la méthode exposée dans la partie 3.1. La deuxième valeur de $\gamma_{x\omega}$ vaut 1 et correspond à une valeur de couplage suffisamment forte pour être compliquée à reconstruire pour l'algorithme. Les résultats sont présentés sur la figure 4.8. On constate que pour la faible valeur de couplage, on peut tolérer une forte valeur de dispersion supplémentaire et l'algorithme reconstruira tout de même le couplage jusqu'à $\gamma_{\omega\omega} \sim \sqrt{3}$. Par contre, pour une plus forte valeur de couplage, la tolérance sur la dispersion est beaucoup plus

contraignante. Pour une impulsion de 30 fs, le seuil en dispersion de bonne reconstruction est à $80fs^2$.

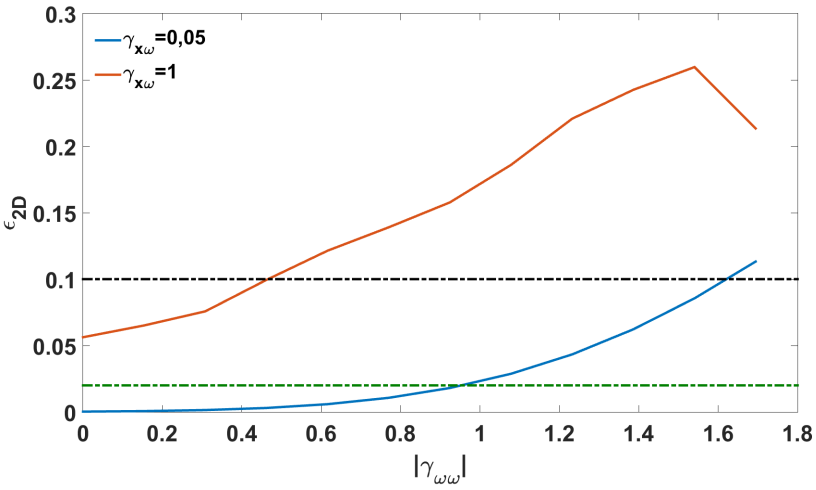


FIGURE 4.8: ϵ_{2D} en fonction de $|\gamma_{\omega\omega}|$ pour deux valeurs de $\gamma_{x\omega}$. Les pointillés noirs indiquent le seuil d'une bonne qualité de reconstruction ($\epsilon_{2D} = 0,1$)) et les pointillés verts, celui d'une excellente reconstruction ($\epsilon_{2D} = 0,02$)).

Ce seuil est donc assez compliqué en pratique à atteindre sans utiliser de technique de caractérisation temporelle. Utiliser la partie 3.1 pour réduire dans un premier temps le couplage permet de se situer dans un régime de $\gamma_{x\omega}$ avec une zone de tolérance pour $\gamma_{\omega\omega}$ plus large.

Impulsion à forte divergence

Les faisceaux gaussiens présentent une divergence naturelle qui se transposent en γ_{xx}. Cette valeur n'est jamais nulle et étale les impulsions satellites en $(\pm\tau_x, \pm\tau)$ de la TF2D de l'interférogramme. Cela pourrait donc perturber le filtrage et affecter la qualité de la reconstruction. Pour γ_{xx}, il a été estimé expérimentalement (et présenté dans les parties expérimentales) que sa valeur pouvait atteindre 12. J'ai donc simulé l'impact de γ_{xx} jusqu'à cette valeur pour deux valeurs de WFD. La figure 4.9 présente les résultats de simulation. Pour une faible valeur de couplage,

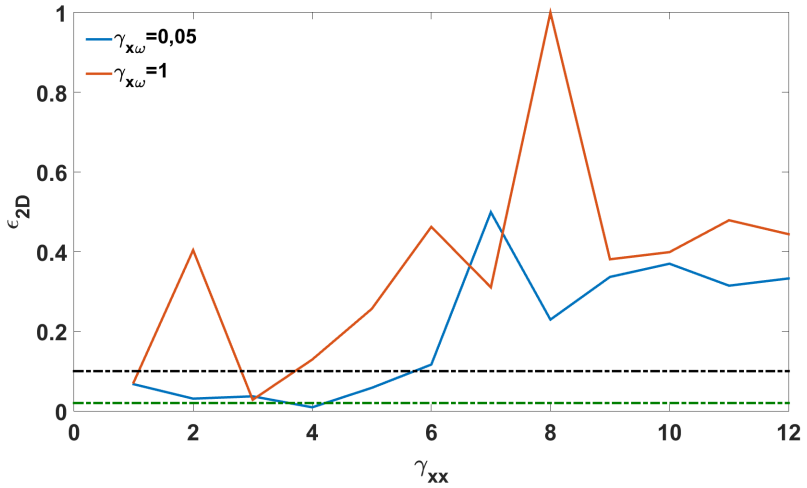


FIGURE 4.9: ϵ_{2D} en fonction de γ_{xx} pour deux valeurs de $\gamma_{x\omega}$. Les pointillés noirs indiquent le seuil d'une bonne qualité de reconstruction ($\epsilon_{2D} = 0,1$)) et les pointillés verts, celui d'une excellente reconstruction ($\epsilon_{2D} = 0,02$)).

l'algorithme peut tolérer une courbure jusqu'à $\gamma_{xx} = 6$ et garantir une bonne reconstruction. Par contre, pour $\gamma_{x\omega} = 1$, il y a très peu de tolérance vis-à-vis de γ_{xx} comme la courbe rouge au comportement erratique en témoigne.

Cela est dû à l'apparition du SPC détaillé dans la partie 3.1. La figure 4.10 représente l'interférogramme simulé obtenu pour $\gamma_{x\omega} = 1$ et $\gamma_{xx} = 2$. On distingue déjà l'enveloppe générale avec du SPC et qui est confirmé par les coupes situées aux pointillés verts et rouges. Le SPC implique que le spectre XPW n'est plus strictement supérieur à celui du fondamental pour toutes les pulsations. De l'information spatio-spectrale manque et donc l'algorithme ne peut pas bien reconstruire l'impulsion.

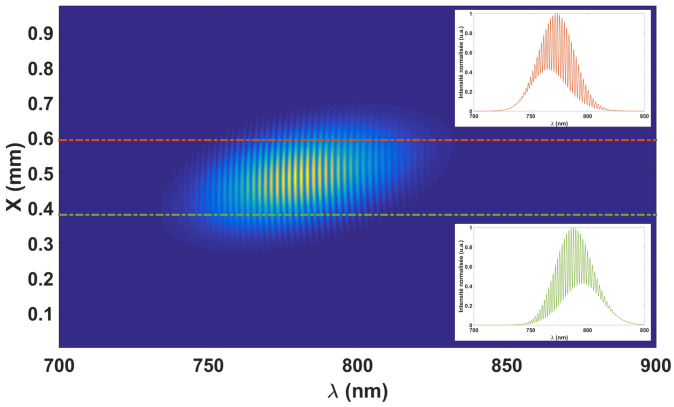


FIGURE 4.10: $\tilde{S}(x, \lambda)$ pour une impulsion avec $\gamma_{x\omega} = 1$ et $\gamma_{xx} = 2$. Les pointillés verts et rouges indiquent où les coupes de l'interférogramme affichées sur les inserts ont été prélevées.

4.2.3 Conclusion sur la robustesse de l'algorithme

Pour le profil spatial, on a vu que l'algorithme était robuste sauf faisceau fortement modulé. La présence de répliques sur le contraste temporel peut aussi générer des franges d'interférences de la même manière que sont créées par le délai entre le bras XPW et le bras à mesurer. Toutefois, le filtrage dans le domaine de Fourier élimine tout impact sur la qualité de la reconstruction ce qui rend l'algorithme insensible aux pré et post impulsions.

L'influence de la dispersion et de la courbure a mis en évidence les limites de l'algorithme. Celui-ci ne devra être expérimentalement utilisé que sur des impulsions avec des couplages faibles. Pour cela, une première mesure et correction en utilisant les techniques présentées dans la partie précédente permet d'atteindre ce régime avec de faibles couplages. En effet, la combinaison de distorsions perturbent trop l'interférogramme en générant une impulsion XPW inhomogène spatialement. Dans le cas de la WFD, cela résulte en un SPC sur l'impulsion XPW qui fait que le spectre XPW n'est pas plus large que celui du fondamental pour toutes les pulsations et l'algorithme ne peut pas reconstruire l'impulsion.

De plus, que ce soit en observant simplement le bras XPW ou en utilisant la reconstruction de l'amplitude du spectre XPW, on a toujours un moyen de jauger la qualité de la mesure. Grossièrement, si le spectre XPW n'est pas au moins aussi large que le spectre du fondamental, il faut d'abord identifier les distorsions et les corriger avec les méthodes exposées dans la partie précédente.

4.3 Mesure du contraste temporel

La technique SRSI-ETE permet également de reconstruire le contraste temporel sur une plage de plusieurs picosecondes à plusieurs dizaines de picosecondes. En effet, je présente dans cette partie comment extraire l'information sur le contraste sans traitement algorithmique. Puis j'étudie la robustesse de cette mesure vis-à-vis de différentes perturbations.

4.3.1 Extraction du contraste des données brutes

Une TF de l'équation 4.1.2 suivant ω et x permet d'obtenir le signal suivant :

$$S(k_x,t) = |E(k_x,t)|^2 + |E_{XPW}(k_x,t)|^2 \tag{4.3.1}$$
$$+ E(k_x+\tau_x, t+\tau) * E^*_{XPW}(k_x,t) + E^*(k_x-\tau_x, t-\tau) * E_{XPW}(k_x,t). \tag{4.3.2}$$

où le symbole * indique le produit de convolution et l'exposant * indique le complexe conjugué.

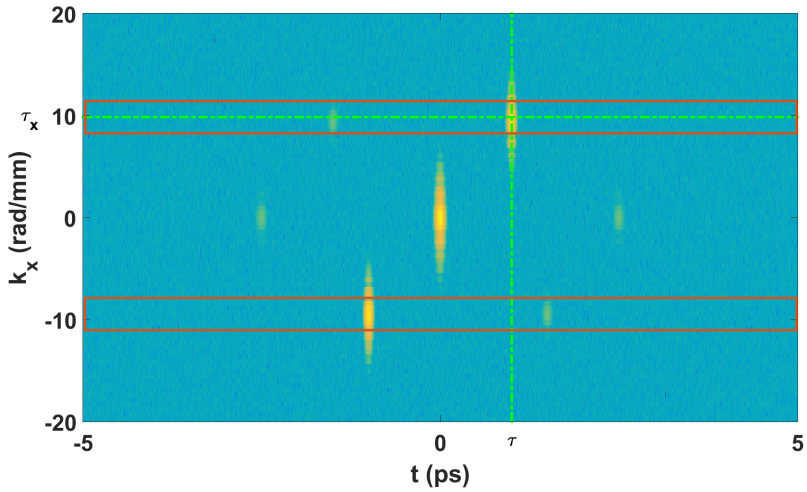


FIGURE 4.11: TF de l'interférogramme de la figure 4.4. Les cadres oranges montrent la ligne en $\pm\tau_x$ pour laquelle on peut observer le contraste temporel de l'impulsion. Les pointillés verts sont centrés sur l'impulsion décalée en (τ_x, τ).

En effet, la TF d'un produit vaut le produit de convolution des TF de chaque grandeur. C'est à ce stade du traitement de données que l'on peut accéder au contraste temporel de l'impulsion. Le champ $E_{XPW}(k_x,t)$ peut être assimilé mathématiquement à une fonction dirac. En effet, on a vu que l'effet non-linéaire était une fonction du cube de l'intensité du champ électrique. Le contraste temporel est donc nettoyé et à l'échelle de quelques picosecondes, l'impulsion XPW est un pic de forte intensité. Or le produit de convolution d'une fonction avec la fonction dirac est la fonction elle-même. Cela nous permet de dire que les deux termes décalés temporellement et dans l'espace des fréquences spatiales représentent directement le champ électrique. Si l'on passe à l'intensité, on a donc le contraste temporel de l'impulsion. La figure 4.11 représente la TF de l'interférogramme. Les deux bandes situés en $\pm\tau_x$ permettent de visualiser le contraste temporel et sont symétriques par rapport à t=0fs. L'échelle de temps a été recentrée pour coïncider avec le maximum d'intensité en (τ_x, τ). Expérimentalement, le sens du vecteur temps est déterminé par les réflexions parasites des optiques dont les caractéristiques sont connues (matériau, épaisseur). La figure 4.12 montre le résultat de la simulation de mesure de contraste temporel pour une pré-impulsion à 2,5 ps et 6 ordres de grandeur en-dessous du pic principal. Le bruit de lecture de la caméra et la quantification sur 12 bits sont pris en compte. La reconstruction correspond bien au contraste de l'impulsion incidente.

4.3.2 Robustesse de la mesure

Impact du bruit sur le profil spatial

Le dispositif expérimental utilise des optiques de 1 pouce limitant la taille de faisceau à moins de 15 mm. L'utilisation de périscopes et la compacité du montage font que le faisceau peut être tronqué par endroits si son diamètre est proche des 15 mm. Le profil spatial observé au spectro-imageur est alors fortement modulé et il faut donc vérifier la robustesse de la mesure de contraste vis-à-vis de ces modulations. En reprenant la simulation utilisée dans la partie précédente, j'ai ajouté un bruit ϵ_x croissant sur le profil spatial valant 0,1%, 1% et 10%. La figure 4.13a représente les résultats des simulations. On observe la poussée de deux pics en -1 et -2 ps dont la valeur augmente avec le bruit. Ceux-ci ne sont pas réels mais des artefacts provenant

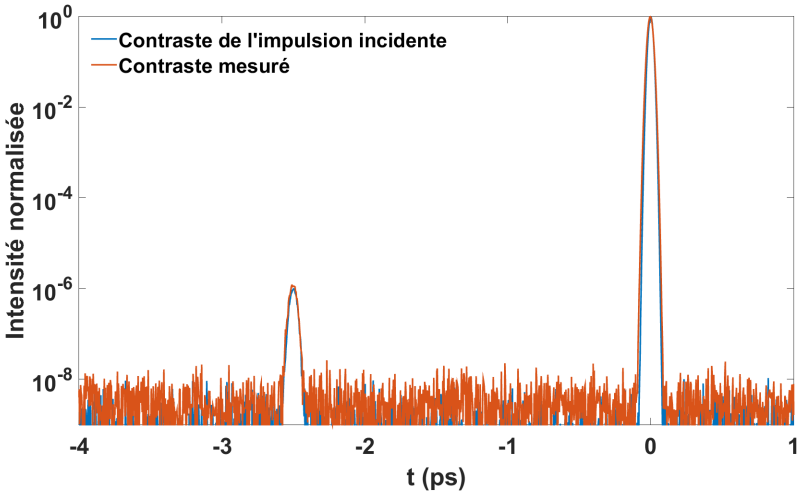
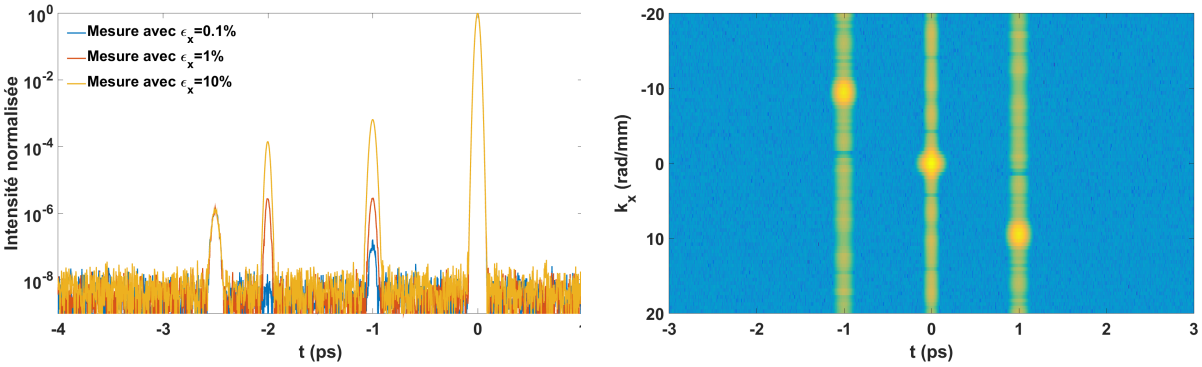


FIGURE 4.12: Profil du contraste simulé en τ_x sur la figure 4.11.

du pic central et de l'impulsion symétrique en $(-\tau_x, -\tau)$ sur la figure 4.13b. Le bruit spatial étant aléatoire, il relève le niveau de bruit pour toutes les fréquences spatiales mais localement autour de t=0 et $t = \pm\tau$. Ces artefacts peuvent alors cacher un véritable pic mais comme la mesure est



a) b)

FIGURE 4.13: a) Simulation de la mesure du contraste en fonction de ϵ_x. b) TF2D de l'interférogramme avec $\epsilon_x = 3\%$.

mono-coup, on peut en réaliser une deuxième en changeant le délai pour vérifier qu'il n'y ait pas de véritables pré ou post impulsions cachées.

Impact du PFT sur la mesure

La mesure SRSI-ETE a pour but de mesurer les CST et la phase spatio-spectrale. Il faut donc étudier l'impact d'un CST sur la mesure de contraste. La simulation a été effectuée avec les mêmes paramètres laser que précédemment et en ajoutant $\gamma_{x\omega} = 1$. Les résultats sont visibles sur la figure 4.14. La courbe verte retrouve bien la pré-impulsion et correspond au profil rouge de l'impulsion incidente qui est moyenné spatialement.

Même en prenant une valeur très forte de $\gamma_{x\omega} = 10$, la mesure retrouve la localisation de la pré-impulsion ainsi que son contraste. Seules les largeurs de la pré-impulsion et de l'impulsion principale augmentent et correspondent aux durées globales de l'impulsion dues à la WFD. Ce n'est cependant pas gênant pour déterminer la présence de pré/post-impulsions.

4.3.3 Conclusion

La techniques SRSI-ETE permet de mesurer le contraste temporel de l'impulsion. Cette mesure est extrêmement robuste au bruit spatial et ne dépend pas du niveau d'élargissement spectral pour donner le résultat de la mesure du contraste. Il s'agit également d'une mesure

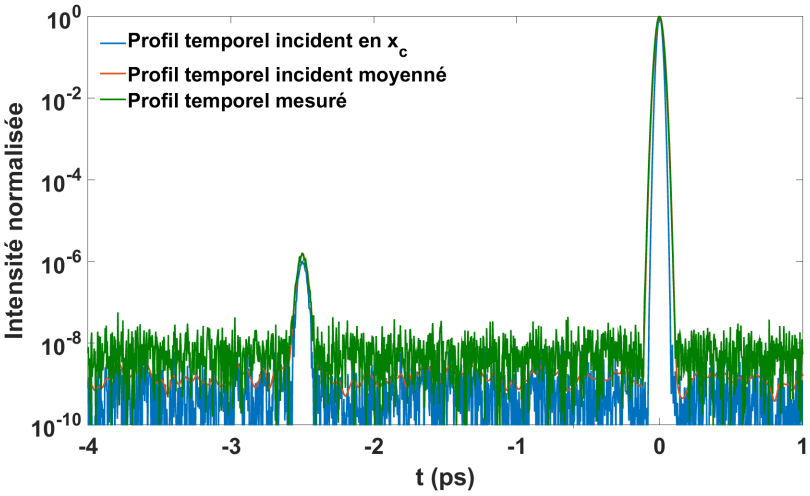


FIGURE 4.14: Résultats de simulation de la mesure de contraste (en vert). Le profil temporel de l'impulsion au centre x_c du faisceau est tracé en bleu alors que le profil moyenné spatialement est visible en rouge.

mono-coup et nécessitant qu'une TF2D pour obtenir le résultat. Les caractéristiques de la mesure du contraste temporel (dynamique, excursion et résolution) dépendent du matériel utilisé et sont détaillés dans le chapitre suivant.

4.4 Paramètres de mesure et choix technologique

4.4.1 Spectro-imageur

Modèle et calibration

Le spectromètre imageur utilisé vient de la société Princeton Instruments. Le modèle Isoplane 160 est de type Czerny-Turner pour supprimer l'astigmatisme. Il possède une focale de 203 mm et un nombre d'ouverture de f/3,8. La fente verticale mesure 4 mm x 10μm et permet d'atteindre une résolution en longueur d'onde de 0,027 nm/pixel avec un réseau de diffraction de 600 traits/mm. Une tourelle permet de passer à un réseau de 150 traits/mm pour des impulsions à spectres à large bande. La figure 4.15 montre le spectro-imageur avec la caméra montée dans le plan focal.

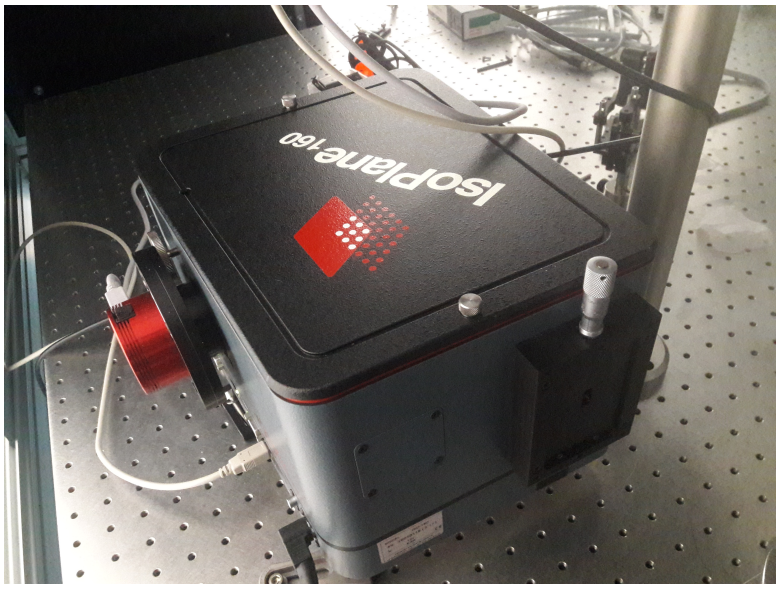


FIGURE 4.15: Photographie du spectro-imageur.

La calibration en longueur d'onde a été effectuée à l'aide d'une lampe au krypton. Toutefois, comme il s'agit d'un spectro-imageur, il faut s'assurer que quelque soit la position verticale, on ait la même loi pour λ. La partie gauche de la figure 4.16 montre la forme courbée des raies observées à la caméra. L'axe des abscisses représente l'axe des pseudo-longueurs d'onde (puisque ce n'est pas strictement linéaire) et l'axe des ordonnées représente la dimension spatiale x. Un traitement d'images est nécessaire pour ensuite obtenir la figure de droite.

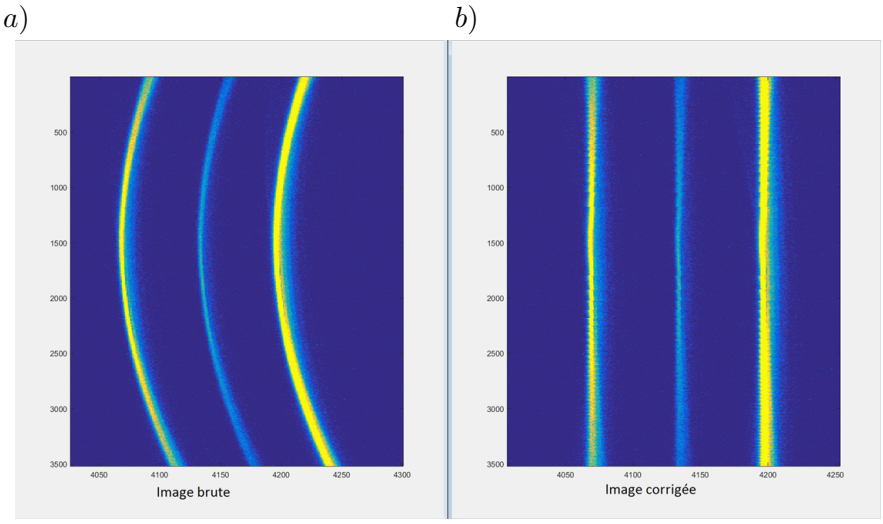


FIGURE 4.16: a) Image brute en sortie de spectro-imageur. b) Image traitée pour obtenir des raies droites.

La calibration en amplitude a été réalisée avec un corps noir calibré.

Paramètres de mesures

Les caractéristiques du spectro-imageur (résolution spectrale, réseau de diffraction,..) permettent de définir plusieurs aspects de la mesure de contraste temporel. La résolution spectrale $\delta\omega$ détermine la fenêtre temporelle $\pm\Delta T$ sur laquelle on va pouvoir observer l'impulsion et le nombre de points n permet d'en déduire la résolution temporelle :

$$\Delta T = \frac{\pi}{\delta\omega}, \tag{4.4.1}$$

$$\delta t = \frac{2\pi}{n\delta\omega}. \tag{4.4.2}$$

Pour la mesure de contraste temporel, si l'on souhaite augmenter la fenêtre à ± 37 ps, il faut choisir le réseau de diffraction de 600 traits/mm. Celui de 150 traits/mm ne permet une mesure que sur ± 8 ps. Cela peut être handicapant pour une mesure sur des impulsions ultracourtes. En effet, leur spectre ne tiendra pas sur le premier réseau et on ne pourra donc mesurer le contraste temporel que sur une fenêtre de ± 8 ps. C'est toutefois déjà bien dans un premier temps pour mesurer le piedestal picoseconde.

La résolution temporelle dans le premier cas vaut alors ∼16 fs. Pour le second réseau, elle vaut ∼3,5 fs. Ces résolutions sont disponibles à condition de ne pas couper le spectre avec un réseau (cas d'une impulsion de 3 fs et du réseau à 150 traits/mm). Ce sont des résolutions extrêmement fines dans le cadre de mesure de contraste temporel. Les autocorrélateurs du troisième ordre ont plutôt une résolution de l'ordre de la centaine de femtosecondes. La technique SRSI-ETE améliore donc grandement cet aspect des mesures de contraste temporel. Par contre, la mesure ne donne accès qu'à la partie cohérente du signal et donc pas à l'ASE.

4.4.2 Caméra

La caméra placée dans le plan focal du spectro-imageur est le modèle ASI-1600MM fourni par la société ZWO. Elle utilise la technologie CMOS permettant d'atteindre de très faibles bruits de lecture (1.2 électrons en moyenne). Le convertisseur ADC permet d'atteindre une dynamique de 12 bits. Le capteur CMOS mesure 17,7x13,3 mm^2 et les pixels sont des carrés de 3,8 μm de côté (soit 16 Mégapixels). Elle se fixe à l'arrière du spectro-imageur comme montrée sur la photographie de l'ensemble sur la figure 4.15.

La caméra permet de fixer la dynamique maximale d_{max} de la mesure. Celle-ci s'exprime suivant l'égalité de Parseval :

$$d_{max} \approx F.N.RSB, \tag{4.4.3}$$

où F est le facteur de remplissage d'amplitude du capteur, N est le nombre de pixels (ici les 16 millions) et RSB et le rapport signal-sur-bruit que l'on a vu précédemment. Pour notre caméra, RSB vaut 20 dB et si on suppose F à 0,25, d_{max} vaut 86 dB.

L'utilisation d'une caméra 16 bits permettrait de gagner seulement 6 dB. On peut également gagner 6 dB si on arrive à remplir entièrement le capteur de signal utile. On serait alors proche des 10 ordres de grandeur.

Conclusion

Dans cette partie, j'ai décrit la technique SRSI-ETE permettant la mesure spatio-spectrale d'une impulsion femtoseconde. Le montage expérimental ainsi que le traitement de données ont été présentés et reposent sur les mêmes principes que la technique d'origine SRSI. L'algorithme de reconstruction est robuste vis-à-vis des modulations spatiales du faisceau mais nécessite de faibles valeurs de distorsions pour converger.

A la lumière de la partie précédente, on pourra précéder une mesure SRSI-ETE par un diagnostic du spectre XPW pour vérifier dans un premier temps qu'il n'y a pas de trop fortes distorsions. Celles-ci peuvent alors être diminuées par les méthodes décrites dans la partie précédente pour se ramener dans un régime viable de fonctionnement de l'algorithme. Celui-ci pourra alors mesurer des détails plus fins de l'impulsion.

La technique SRSI-ETE permet également de mesurer le contraste temporel de l'impulsion en mono-coup et au prix d'une seule TF2D. Avec le matériel en notre possession, la mesure est sur une plage temporelle allant jusqu'à 37 ps et jusqu'à 9 ordres de grandeur. Dans l'objectif d'atteindre les 12 ordres de grandeur de dynamique nécessaire à la caractérisation d'une impulsion pour interaction sur cible solide, la technique SRSI-ETE ne remplit pas l'objectif mais possède donc des avantages non négligeables pour des chaines laser de type PW au faible taux de répétition.

Chapitre 5

Mesure expérimentale du contraste temporel par la technique SRSI-ETE et comparaison avec le TOUNDRA

Introduction

Dans cette partie, je présente les résultats de mesure de la technique SRSI-ETE pour le contraste temporel. Ces mêmes données seront ensuite utilisées pour l'aspect mesure spatio-temporelle dans la prochaine partie. Ces mesures ont été réalisées sur l'amplificateur de la salle noire 3.0.

Le laser de la salle noire 3.0 au LOA a pour projet de suivre le même procédé de génération d'impulsions courtes que le laser de la salle noire 2.0 [120], [133]-[137] tout en augmentant l'énergie. Le front-end est composé d'un oscillateur [138] avec contrôle CEP et d'un amplificateur CPA [139] commerciaux (oscillateur Rainbow et Femtopower de Spectra-Physics). Un appareil reposant sur un filtre acousto-optique (Dazzler [140], [141], Fastlite) permet de faire de la mise en forme spectrale de l'impulsion. Celles-ci font 30 fs à 2 mJ et sont émises à une cadence de 1 kHz. Elles sont envoyées vers un dispositif de filtrage par l'effet non-linéaire XPW. Le second étage CPA permet d'amplifier moins de $\sim$20 μJ restant jusqu'à une dizaine de mJ. Pour les raisons de compacité pour maintenir une CEP stable, le design de l'étireur est le même que pour le premier CPA : un étireur massique. Par contre, le compresseur est basé sur la technologie des GRISMS [142] (Grating+Prisms : réseau prisme). Ce design de compresseur permet de s'affranchir des limites imposées par le design de compresseur à réseaux de diffraction en transmission. En effet, ceux-ci ont le défaut d'introduire un ratio fixe troisième ordre de phase spectrale sur deuxième ordre. La translation d'un réseau dans le dispositif à GRISMS permet le contrôle de ce ratio et de s'adapter à n'importe quel matériau utilisé comme élément dispersif. Les impulsions en sortie du booster font $\sim$ 23 fs, 10 mJ et 23 mm (à $1/e^2$).

La dernière étape pour obtenir des impulsions de quelques cycles optiques consiste à élargir le spectre de l'impulsion. Cela est accompli dans une fibre creuse remplie de gaz rare [143]-[146] en utilisant le phénomène de Self-Phase Modulation (SPM ou automodulation de phase). Il s'agit d'un effet optique non-linéaire qui advient lorsque l'impulsion modifie par effet Kerr l'indice de réfraction du milieu dans lequel elle se propage. Cela induit un changement de phase temporelle provoquant un élargissement du spectre. Cet effet produit des spectres hautement modulés dont la largeur dépend de la distance de propagation dans la fibre. L'impulsion en sortie de fibre a un spectre dont la durée LTF est 2.8 fs [136], [147]-[149] et une énergie de 5 mJ. Cet effet ne se fait pas sans affecter la phase spectrale qui doit être recomprimée par des miroirs chirpés dans une enceinte à vide. Le faisceau est ensuite transporté vers les chambres d'expérimentation (gaz ou solide).

Pour le moment, seul le front-end est installé dans la salle noire 3.0 et elle est donc composée de : un oscillateur Rainbow (Spectra-Physics) suivi d'un amplificateur CPA $Ti : Saph$ (Femtopower, Spectra-Physics). Un filtre acousto-optique permet de faire de la mise en forme spectrale de l'impulsion. La chaine laser est en cours de montage et donc pour l'instant, seul le filtrage non-linéaire par XPW est installé. Un schéma du projet est présenté sur la figure 5.1

dont la paternité est la thèse [150]. J'ai réalisé les mesures CROISSANT et SRSI-ETE sur ce laser directement en sortie d'amplificateur. Celui-ci fournit actuellement des impulsions de 30 fs, à 1 kHz et de ∼2 mJ. Le diamètre du faisceau (à $1/e^2$) vaut 12 mm.

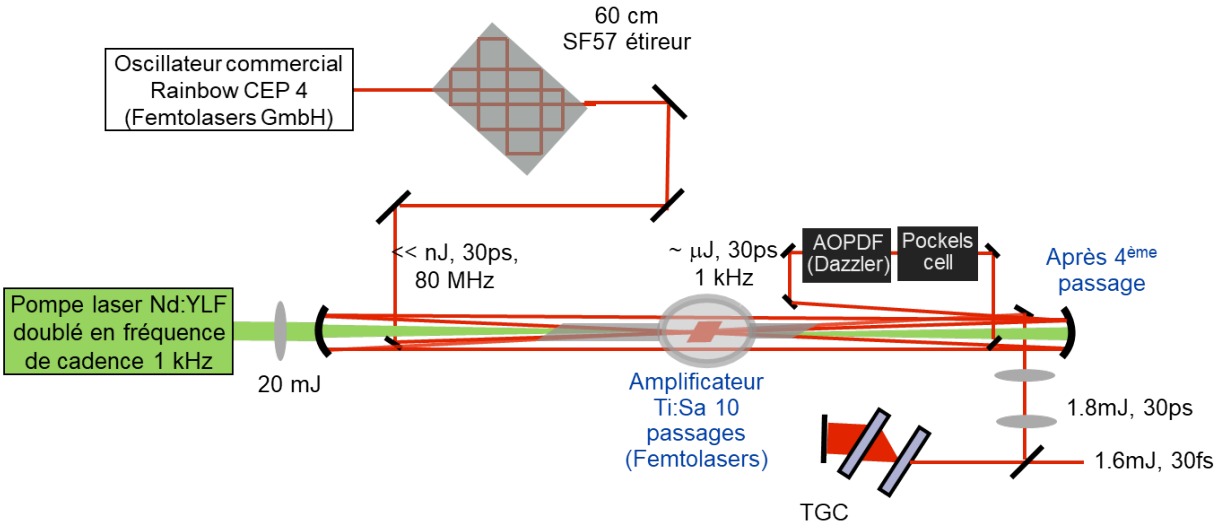


FIGURE 5.1: Schéma-bloc du front-end de la salle noire 3.0 au LOA.

Celui-ci est spécifié avec un contraste de 8 ordres de grandeur. Le but de ces mesures est donc de vérifier les paramètres de mesure spécifiés : 8 voire 9 ordres de grandeur de dynamique et 37 ps d'excursion temporelle. Dans un premier temps, j'étudie l'influence de certains paramètres de mesure et caractéristiques de l'impulsion sur la mesure de contraste. Ensuite, je compare les résultats obtenus avec un appareil commercial utilisé sur la plupart des chaines laser TW et PW.

5.1 Influence de paramètres sur la mesure du contraste

Dans ce premier chapitre, j'observe la TF2D d'un interférogramme qui comporte beaucoup d'informations en plus du contraste temporel de l'impulsion. Ensuite, je mets en évidence d'une part l'impact de l'angle entre les deux impulsions de l'interféromètre puis celui de la phase spectrale.

5.1.1 Analyse de la TF2D d'un interférogramme

Artefacts de la mesure de contraste temporel

La TF2D d'un interférogramme a été nommée $S(k_x, t)$. Le traitement de données pour la mesure du contraste est très simple : on procède à la remise en forme de l'interférogramme $\tilde{S}(x, \lambda)$ par l'opération présentée dans la partie 4.4.1. L'interpolation par spline cubique pour obtenir les données sur le vecteur linéaire en ω est faite avant de procéder à une TF2D pour visualiser le contraste temporel mesuré. Expérimentalement, avec un délai de 1 ps et un délai spatial de $\tau_x \approx 24$ rad/mm, on obtient l'interférogramme de la figure 5.2. L'amplificateur de la salle noire 3.0 génère des impulsions de 30 fs dont le spectre tient sur la plage de longueur d'onde fournie par le réseau de diffraction G2 qui a 600 traits/mm. On voit déjà qu'on pourrait optimiser encore le facteur de remplissage. La caméra a un convertisseur analogique-numérique limité à 12 bits mais le fabricant les extrapole sur 16 bits expliquant pourquoi les valeurs sur la figure 5.2 s'étendent de 0 à ∼52 000 avec un maximum de 2^{16}-1.

On peut regarder la TF2D de l'interférogramme à plusieurs échelles révélant plusieurs couches d'informations sur le signal obtenu. Une première observation peut se situer au niveau de la dynamique des appareils comme le FROG, le TERMITES ou autre qui ont au maximum 30 dB de dynamique. La figure 5.3 représente l'intensité normalisée de $S(k_x, t)$ sur ses 3 premiers ordres de grandeur. Si on arrête l'étude à ce niveau, on se rend compte que l'impulsion est propre puisqu'il n'y a pas d'autres répliques. Je parle ici des 3 ordres de grandeur en-dessous du pic secondaire et non du pic principal. Celui-ci se situe à 30 dB au-dessus des pics secondaires. Pour

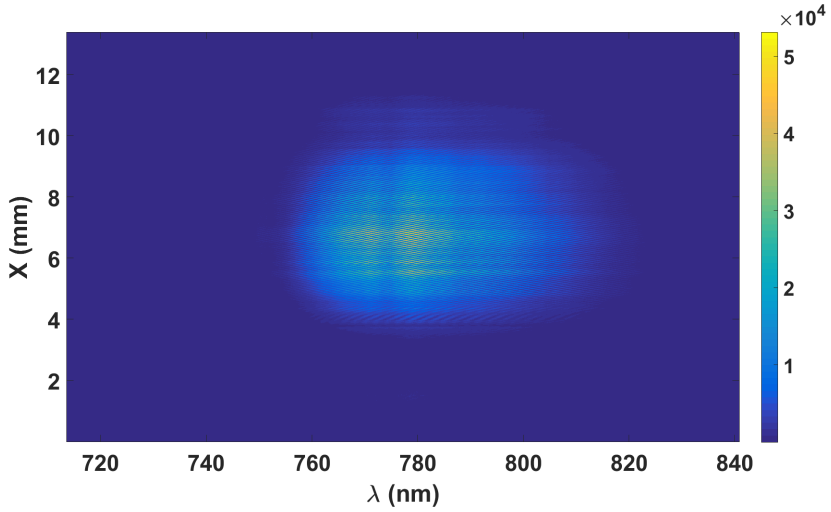


FIGURE 5.2: Interférogramme brut expérimental. L'échelle monte jusqu'à 65535.

les figures équivalentes suivantes, je zoome sur la zone centrale autour des pics sur ±100 ou ±200 rad/mm selon k_x.

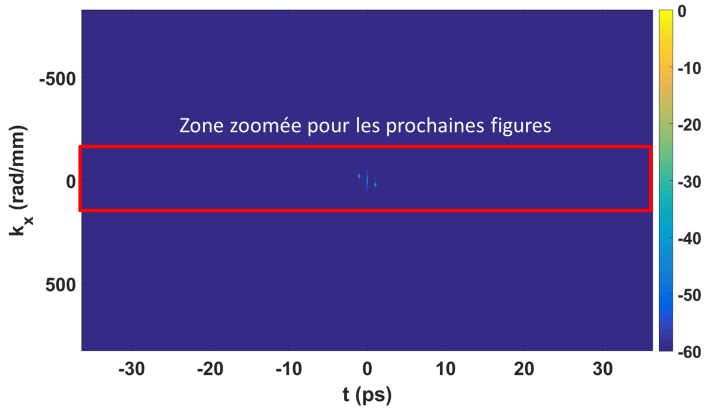


FIGURE 5.3: TF2D de l'interférogramme sur 6 ordres de grandeur (60 dB). Celui-ci est normalisé au pic principal.

La figure 5.4 représente l'intensité normalisée de $S(k_x, t)$ si on regarde sur 9 ordres de grandeurs. Le signal utile $F(k_x, t)$ est situé à la fois en (τ_x,τ) et en (-τ_x,-τ) tandis que le bruit de mesure est réparti sur l'ensemble des fréquences spatiales et de l'étendue temporelle. Les lignes en $\pm\tau_x$ sont symétriques par rapport à l'origine et donc le contraste temporel est présent sur les deux lignes mais dans des sens opposés. Une manière d'identifier le sens temporel est d'utiliser les répliques introduites par les optiques du montage.

On peut observer trois types de motifs. Les pré et post-impulsions sont caractérisées par une étendue dans le domaine k_x équivalente à celle de l'impulsion en $\pm\tau$. Elles sont soit des répliques des optiques du montage soit présentes sur l'impulsion en sortie de compresseur. Elles sont encerclées de vert sur la figure 5.4. Le deuxième motif a la même origine que le premier, à savoir une pré/post-impulsions. Celles-ci apparaissent également sur le profil de $S(0, t)$ et leur étendue selon k_x les font apparaitre sur le réel profil temporel en $k_x = -\tau_x$. Cette étendue est due aux modulations sur le profil spatial comme cela a été montré dans la partie 4.2.1. Un cas de ce motif est indiqué en jaune sur la figure 5.4. Enfin le troisième motif consiste en ces tâches encerclées de blanc sur la figure 5.4. Certaines des taches (± 10,6 ps, ± 7,5 ps, ..) sont symétriques par rapport à t=0. Leur origine n'est pas certaine mais on peut mieux visualiser le phénomène sur la figure 5.5. Celle-ci résume également la génération d'artefacts sur une mesure de contraste. L'échelle est ici de -100 à -70 dB pour mieux mettre en évidence des artefacts. On constate que la mesure de contraste temporel est donc pollué de près d'une dizaine de pics sur ±12 ps.

La mesure du contraste temporel est donc polluée par un certain nombre d'artefacts. Il

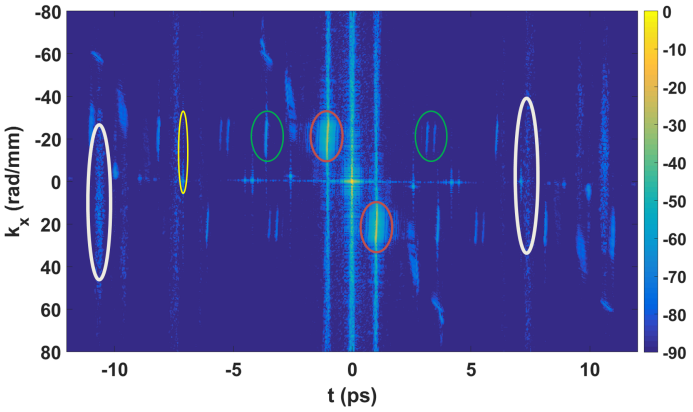


FIGURE 5.4: $|S(k_x, t)|^2$ sur 9 ordres de grandeur. L'échelle est en dB. Les ronds rouges indiquent les pics secondaires $F(k_x, t)$. Les ronds verts indiquent des pré/post-impulsions sur le contraste temporel. En jaune, il s'agit d'une réplique sur le profil en $k_x = 0$ dont l'étendue selon k_x déborde jusqu'à $k_x = -\tau_x$. En blanc, il s'agit de longues trainées vaguement définies temporellement.

faut donc s'assurer que les performances de la mesure ne sont pas perturbées.

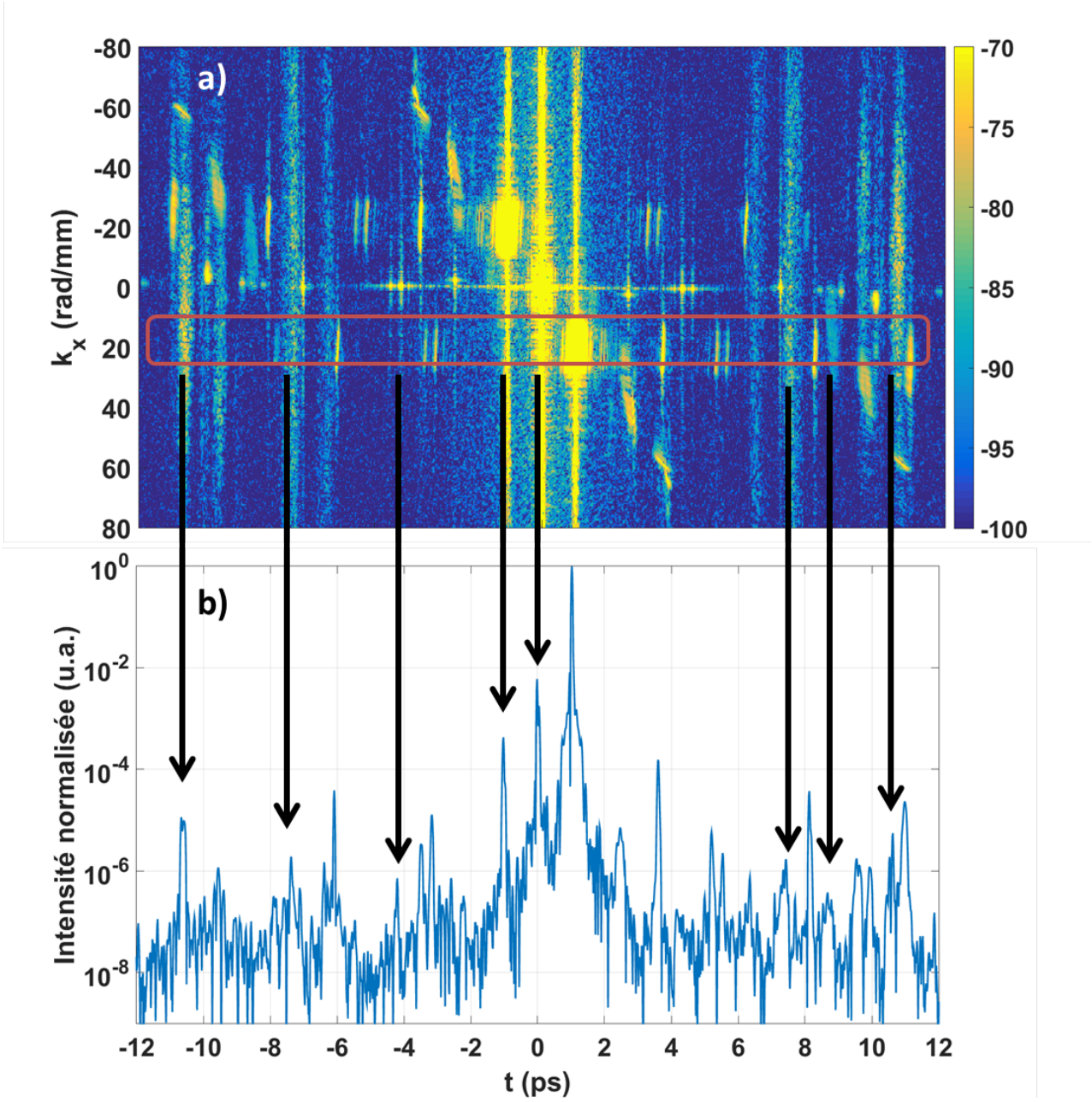


FIGURE 5.5: a) $|S(k_x, t)|^2$ sur 3 ordres de grandeur de -100 dB à -70 dB. b) Le contraste temporel mesuré est issu de la ligne $k_x = \tau_x$ dans le rectangle rouge

Dynamique et excursion temporelle

La figure 5.7 représente une mesure du contraste temporel pour un délai τ de 2,6 ps et τ_x de 99 rad/mm. Le montage expérimental comporte un certain nombre d'optiques qui créent des répliques à chaque interface verre-air. Ces répliques sont en retard sur le pic principal puisqu'elles sont générées par une double réflexion à l'intérieur de ces optiques. Le fabricant spécifie le matériau et l'épaisseur des optiques avec une tolérance de 10% ce qui nous permet de savoir où les post-impulsions se trouvent. En termes d'optique, le montage est composé de :

- 2 lames séparatrices en coin d'angle, les répliques générées sont déviées d'un angle différent de l'impulsion et ne perturbent pas le contraste temporel en théorie.
- 1 polariseur dans la ligne à retard peut être retiré mais a été utilisé lors des mesures présentées pour faciliter l'équilibrage d'énergie entre les 2 bras. Une éventuelle réplique se situe à 35,5 ps.
- 1 lame demi-onde dans la ligne à retard pour tourner la polarisation. Une éventuelle réplique se situe à 19,44 ps.
- 2 polariseurs dans le bras XPW. Le premier se situe en amont du cristal donc toute réplique générée par ce composant est filtrée temporellement par le cristal. Un deuxième polariseur est utilisé pour garder la polarisation croisée après le cristal en CaF_2. Une éventuelle réplique se situe à 2,6 ps.
- 1 cristal en CaF_2 pour l'effet non-linéaire XPW. Une éventuelle réplique se situe à 9,92 ps.

Toutefois, la spécificité de la corrélation croisée réalisée par l'interférométrie spectrale est d'inverser l'échelle de temps pour une des composantes de l'opération. Ainsi, toute post-impulsion apparaissant sur le bras XPW seront situées devant le pic principal sur la mesure du contraste. La figure 5.6 représente le contraste temporel mesuré pour une impulsion XPW qui acquiert une post-impulsion à 2,6 ps.

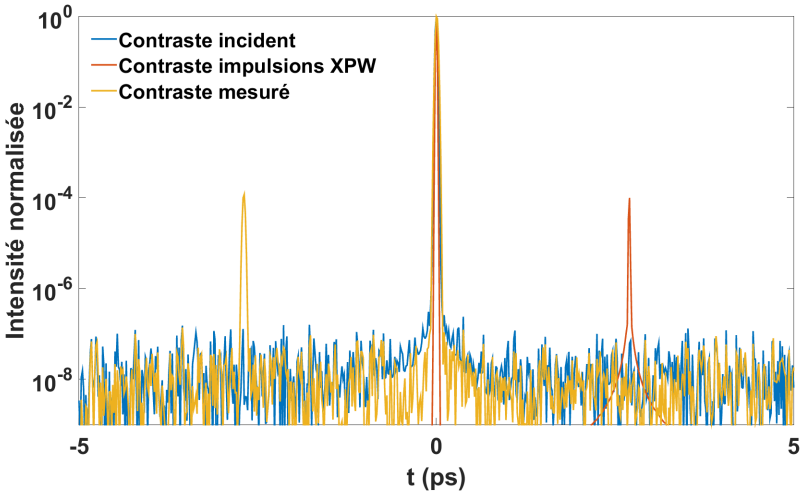


FIGURE 5.6: Contraste temporel simulé et mesuré par la technique SRSI-ETE. Le bras XPW génère une post-impulsion à 2,7 ps.

Sur la figure 5.7, le contraste temporel est mesuré sur ± 37ps. Pour cette mesure, le polariseur de la ligne à retard a été placé en amont du cristal XPW. La présence de la réplique numérotée 4 du polariseur de la ligne à retard à -35,5 ps confirme qu'on a réellement les 37 ps d'excursion temporelle. Les répliques numérotées de 1 à 3 correspondent respectivement au second polariseur du bras XPW, au cristal XPW et à la lame demi-onde. Dans le cadre d'une mesure avant focalisation sur cible, ces post-impulsions ne sont pas gênantes puisque c'est ce qui est devant l'impulsion qui compte. Cependant, elles sont plus gênantes en amont dans la chaine et surtout entre le premier et le second CPA comme c'est le cas ici. En effet, lors du nouvel étage d'amplification, le phénomène de diffraction non-linéaire temporelle peut générer des pré-impulsions à partir de post-impulsions à cause de l'intégrale B accumulée [151]. Une détection de post-impulsions à ce stade de la chaine laser est donc nécessaire et ces répliques générées par les optiques peuvent cacher de véritables post-impulsions présentes sur le laser.

Toutefois, un atout de la technique SRSI-ETE est de parvenir à mesurer le contraste temporel

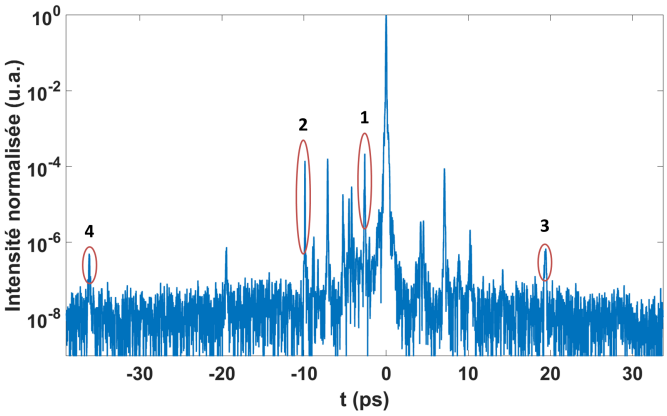


FIGURE 5.7: Contraste temporel mesuré en sortie de compresseur.

de l'impulsion sur ±37 ps tout en maintenant une bonne résolution temporelle. Il est improbable que deux répliques soient retardées exactement du même délai. La figure 5.8 montre la résolution de la technique capable de distinguer 3 pics différents sur 500 fs. Si on considère des répliques créées dans des optiques, cela signifie que que la technique peut distinguer des répliques issues d'optique d'épaisseurs de verre (n≈1,5) de 17 μm ce qui est excellent. Par ailleurs, on vérifie bien la dynamique de mesure de 8 ordres de grandeur sur les ±37 ps.

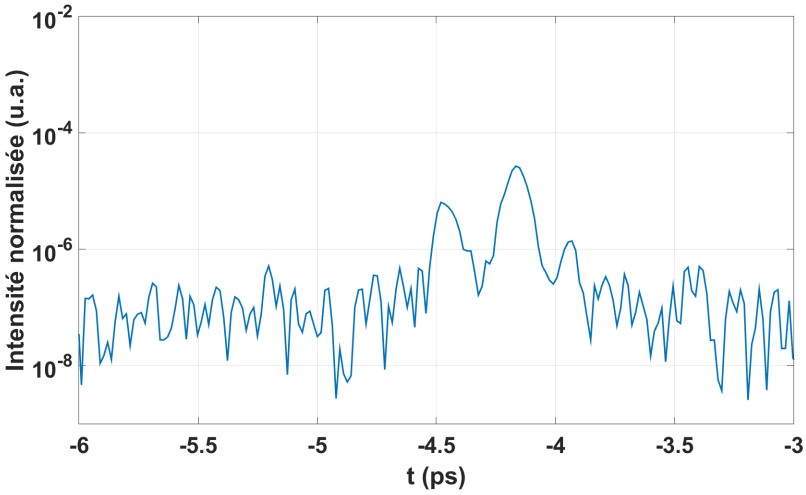
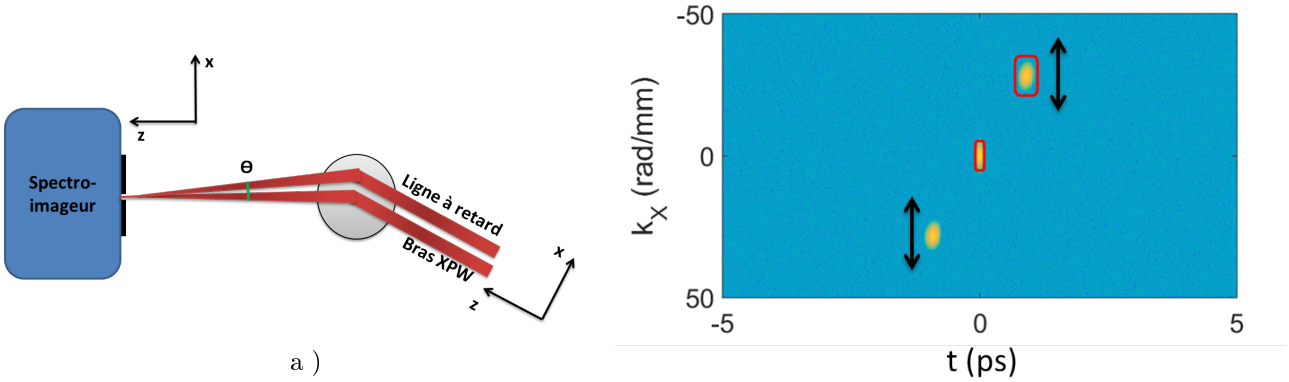


FIGURE 5.8: Contraste temporel zoomé sur la plage temporelle [-6 -3] ps.

On peut limiter les artefacts de la mesure du contraste en jouant sur l'angle entre les deux impulsions. Cela est observé dans la subsection suivante.

5.1.2 Influence de l'angle

La figure 5.9a représente l'angle entre les deux impulsions des deux bras de l'interféromètre lorsqu'elles sont focalisées sur la fente du spectro-imageur. Il s'introduit dans la ligne à retard au niveau du périscope en montant le niveau du faisceau d'un δx générant ainsi l'angle θ. Pour rappel, cet angle introduit une phase spatiale linéaire qui agit comme un délai entre l'impulsion à mesurer et l'impulsion XPW. Augmenter cet angle décale le signal utile dans l'espace de Fourier comme le montre la figure 5.9b.



a) b)

FIGURE 5.9: a) Schéma de la focalisation sur la fente du spectro-imageur. b) Influence de l'angle θ sur la position du satellite en (τ, τ_x) dans l'espace de Fourier.

La figure 5.10 représente l'intensité de $S(k_x, t)$. Pour cette mesure, τ_x a été multiplié par $\sim$4. L'échelle sur cette figure est la même que pour la figure 5.5. Visuellement, on constate l'amélioration du contraste avec moins de présence de jaune et plus précisemment de trainées localisées temporellement sur une large plage de k_x. Cette amélioration du contraste est mieux représentée sur la figure 5.11. La figure 5.11a représente le profil temporel sur la plage $\pm$15 ps. L'amélioration du contraste est nette : pas moins de 7 pics parasites disparaissent du profil.

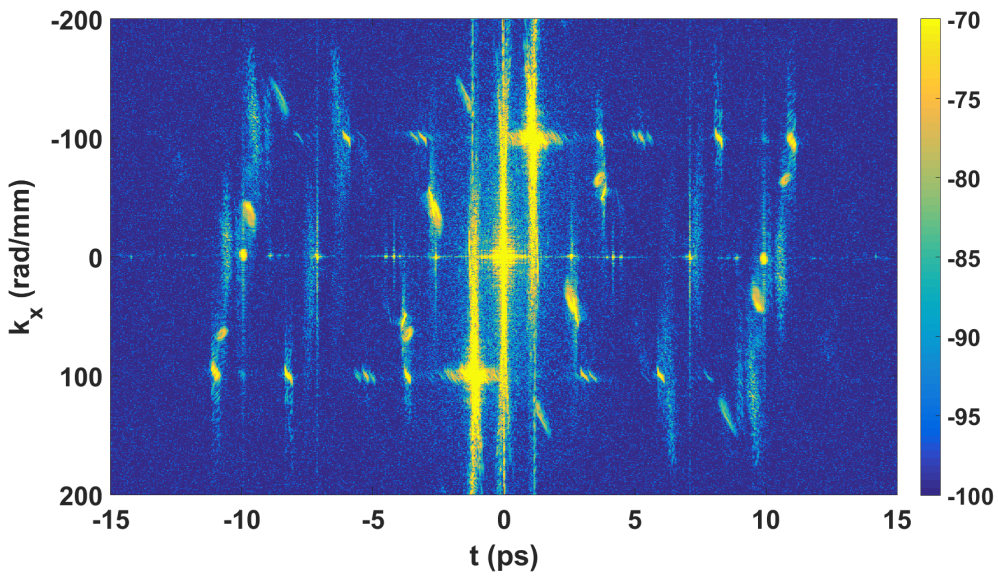


FIGURE 5.10: TF2D de l'interférogramme d'une mesure en sortie de compresseur avec $\tau_x = 99$ rad/mm.

Augmenter l'angle est donc la solution pour limiter les artefacts de mesure. De la même manière que pour le délai, cela est limité par la résolution de la caméra. En effet, augmenter l'angle revient à réduire la période des franges. Pour ces courbes, on passe de $\sim$67 points en

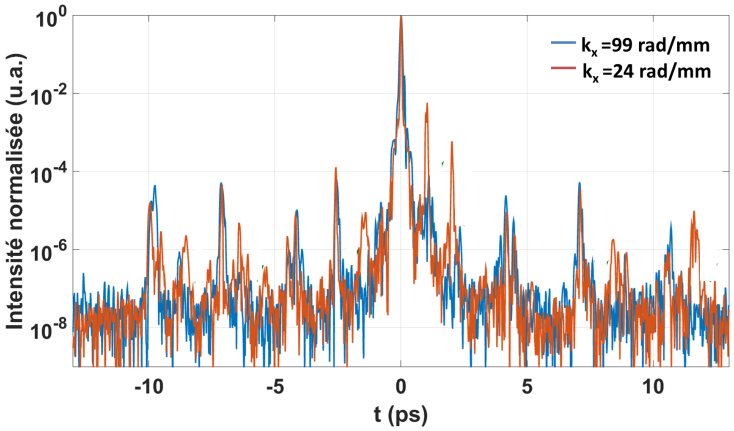


FIGURE 5.11: Contraste temporel mesuré en sortie de compresseur pour deux angles θ. Les flèches vertes montrent la diminution de l'amplitude des artefacts.

moyenne à 17 points par franges. Cela est donc encore suffisant pour ne pas avoir de problème d'échantillonnage de franges.

5.1.3 Insensibilité à la phase spectrale

Une interrogation légitime pourrait survenir au sujet de la qualité de la phase spectrale de l'impulsion à mesurer. En effet, on a vu que si celle-ci était trop distordue, il n'y avait pas d'élargissement spectral voire une réduction et l'algorithme ne pouvait pas reconstruire la phase spatio-spectrale. La mesure du contraste est beaucoup plus robuste à la phase spectrale de l'impulsion incidente. Etant donné que l'effet non-linéaire dépend du cube de l'intensité de l'impulsion incidente, son contraste est fortement nettoyé. On peut comprendre ce résultat de manière plus intuitive en disant que la phase spectrale affecte l'impulsion sur l'échelle de la durée d'impulsion et pas sur son contraste à quelques picosecondes.

Dans cette section, je présente les résultats expérimentaux de mesure de contraste en modifiant la phase spectrale sur le Dazzler de l'amplificateur.

Deuxième ordre

Pour cette mesure, j'ai réalisé une première mesure en sortie de compresseur puis une seconde en rajoutant 1000 fs^2 sur le Dazzler. Le délai est de ∼1 ps et τ_x vaut 99 rad/mm. La figure 5.12 représente les résultats expérimentaux sur la fenêtre ±12 ps. On peut constater que l'on retrouve bien exactement le même contraste.

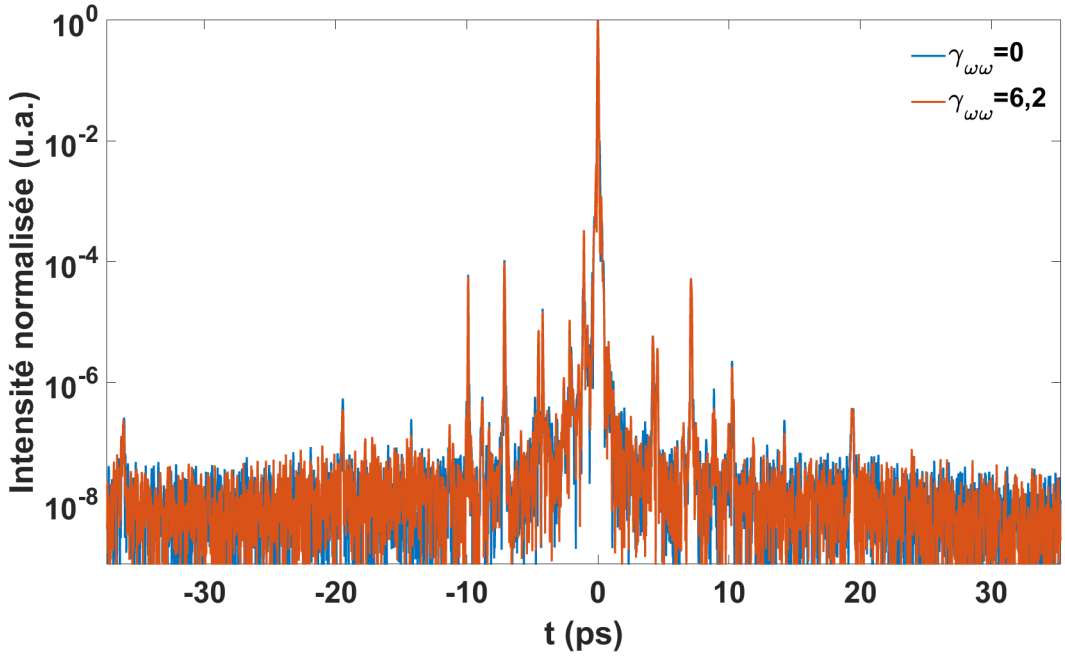


FIGURE 5.12: Contraste temporel mesuré en sortie de compresseur pour deux valeurs de dispersion.

Troisième ordre

J'ai également réalisé une comparaison entre deux valeurs de troisième ordre de phase spectrale. A partir de cet ordre, le contraste temporel est affecté sur quelques centaines de femtosecondes tout au plus si la distorsion n'est pas extrêmement forte. Le délai temporel pour la première mesure est de ∼2,6 ps tandis que pour la deuxième mesure, le délai vaut ∼1 ps. Pour cette dernière j'ai retiré 27000 fs^3 à la phase spectrale sur le Dazzler. La figure 5.13a représente les résultats expérimentaux sur toute la plage temporelle et permet de constater qu'on retrouve le même contraste temporel. La figure 5.13a représente le zoom des résultats sur la fenêtre ±500 fs. Les rebonds caractéristiques de la présence de troisième ordre sont présents à la gauche du pic principal sur la courbre rouge. Cela permet de justifier également de la très bonne résolution temporelle de la techniques SRSI-ETE.

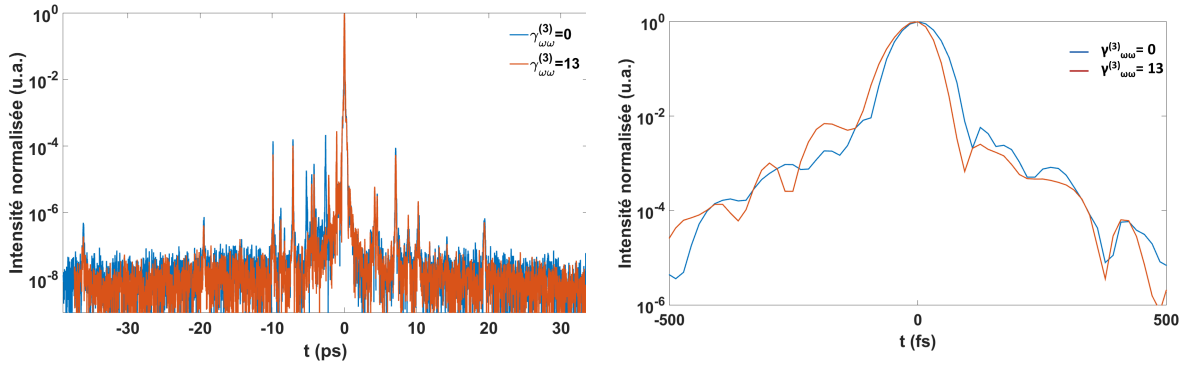


FIGURE 5.13: a) Contraste temporel mesuré en sortie de compresseur pour deux valeurs de $\gamma^{(3)}_{\omega\omega}$. b) Zoom de a) sur ±500 fs.

5.1.4 Choix du réseau de diffraction

Le spectro-imageur dont je dispose au laboratoire possède une tourelle pour changer le réseau de diffraction et donc la largeur de bande spectrale à observer. Le réseau G2 (600 traits/mm), qui a été utilisé pour les premières mesures, est particulièrement adapté pour les mesures d'impulsions de 30 fs. Lorsque l'on souhaitera faire une mesure sur une impulsion plus courte, il faudra changer de réseau. On a vu que cela limite les performances de le mesure en termes d'étendue temporelle (±8 ps).

La figure 5.14 représente les résultats expérimentaux pour une même impulsion de 30 fs. J'ai gardé le même délai et le même angle entre les deux bras pour les deux mesures. La perte de contraste d'un ordre de grandeur est nette. Cela empêche de détecter un certain nombres de pics (à ±4,2 ps et 8,8 ps entre autres). De plus, pour le pic à 7,1 ps, la mesure avec le réseau G1 le détecte à 7,7 ps.

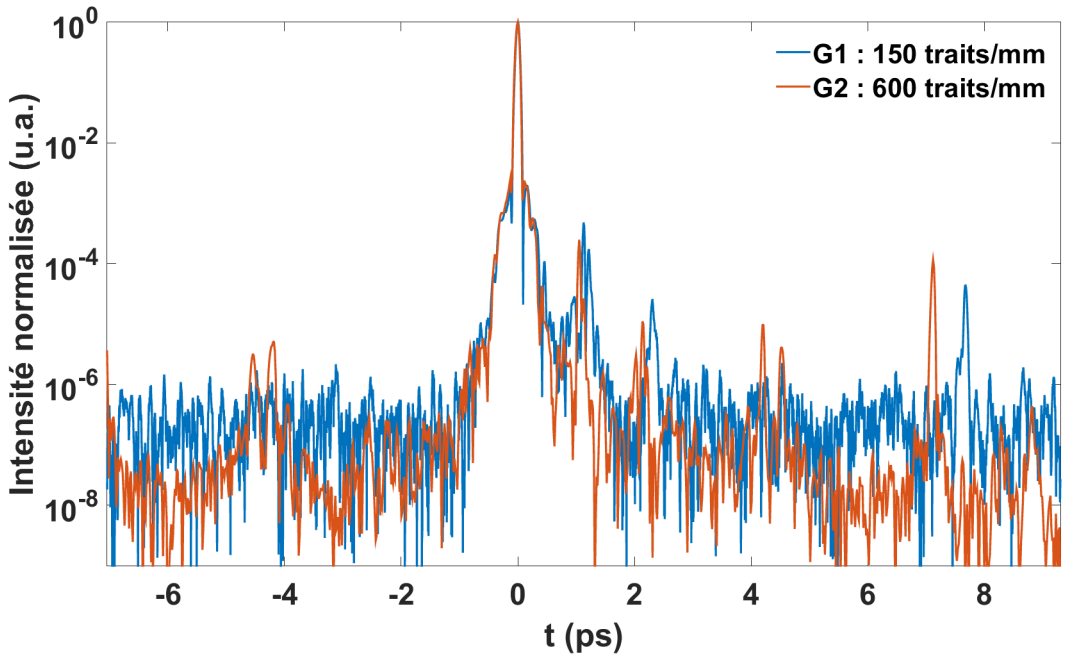


FIGURE 5.14: Contraste temporel mesuré en sortie de compresseur avec les deux réseaux de diffraction.

Les figures 5.15a et 5.15b représentent la TF2D des interférogrammes sur une échelle de -100 à -70 dB. On observe en effet la perte de dynamique avec le contraste qui est visuellement plus marqué sur la figure 5.15b. On peut quand même apercevoir les post-impulsion en 4 ps (à 3 ps sur la figure 5.15a à cause du délai) mais elles sortent tout juste du bruit. L'explication à cette perte de dynamique s'explique très bien par la concentration du bruit dans la fenêtre ±8

ps pour la mesure avec G1. Pour la mesure avec G2, ce bruit s'étale sur les ±37 ps ce qui fait un facteur 4,65. On peut mieux comprendre cet effet en regardant l'interférogramme obtenu avec le réseau G1 sur la figure 5.15c. Le facteur de remplissage a été divisé par 4,65 (6,7 dB) et le signal comprenant de l'information s'étend sur une fine zone.

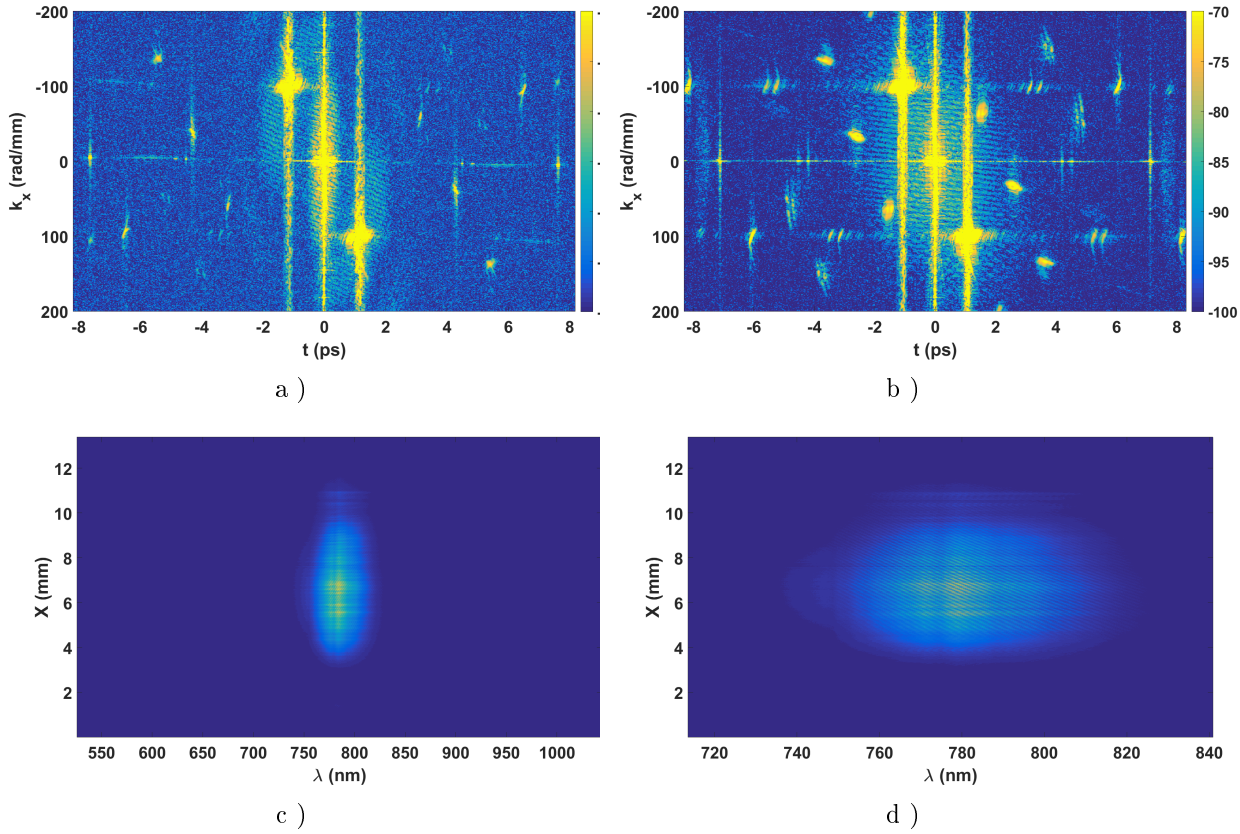


FIGURE 5.15: a) $|S(k_x,t)|^2$ pour la mesure avec G1 (150 traits/mm). b) $|S(k_x,t)|^2$ pour la mesure avec G2 (600 traits/mm). c) Interférogramme de a). d) Interférogramme de b).

De plus, la réponse temporelle du spectro-imageur diminue quand le délai augmente (en valeur absolue). D'autant que pour G1, le délai de 1 ps représente 12,5% de la fenêtre temporelle observable alors que pour G2, le même délai représente 2,7% de la fenêtre. Cela pourrait expliquer les derniers dB de différence. Cependant, je n'ai pas eu le temps de vérifier l'influence du délai pour le réseau G1.

D'autre part, il y a également un décalage temporel les artefacts en 1 et 2 ps ainsi que la post-impulsion à 7 ps (pour G2). Le fait que ce décalage augmente avec le temps donne à penser qu'il s'agit d'un problème de calibration.

5.1.5 Conclusion sur l'influence des différents paramètres sur la mesure du contraste

Dans ce chapitre, on a vu que la mesure du contraste était sensible à beaucoup de perturbations. La technique SRSI-ETE introduit ses propres répliques et artefacts dont il faut faire le tri lors de l'étude d'une mesure. On peut jouer sur l'angle pour minimiser les artefacts mais on sera limités par la résolution de la caméra pour résoudre les franges dans la dimension X.

Le choix du réseau est limitée par la durée d'impulsion LTF. Il est possible que pour une impulsion qui déborde légèrement avec le réseau G2, on introduise beaucoup de dispersion pour obtenir la réduction de $\Delta\omega_{XPW} < \Delta\omega_0$. Le spectre XPW pourrait alors peut-être tenir avec le réseau G2.

Par ailleurs, la mesure du contraste est insensible à la phase spectrale ce qui est pratique expérimentalement de ne pas avoir besoin d'une impulsion comprimée pour mesurer le contraste temporel. De plus, on a vérifié qu'on pouvait mesurer une dynamique de 8 ordres de grandeur sur une excursion temporelle de ±37 ps soit ∼2000 fois la durée LTF.

5.2 Mesure sur l'amplificateur de la salle noire 3.0

Dans le premier chapitre, j'ai décrit les artefacts qui peuvent affecter la mesure de contraste temporel ainsi que les performances atteignables en pratique. Une façon de vérifier la validité d'une mesure d'un appareil est de comparer les résultats à ceux d'un autre appareil équivalent. Pour cela, j'ai disposé d'un TOUNDRA (Ultrafast Innovations), un autocorrélateur 3ω commercial. La figure 5.16 représente le schéma du montage optique du TOUNDRA. Ces performances sont spécifiées à une dynamique de 12 ordres de grandeur (11 atteints en pratique) sur ± 4 ns avec une résolution temporelle de $\sim$50 fs, limitée par la bande passante du cristal pour le triplage de fréquence.

Dans un premier temps, je compare les résultats de mesure des deux appareils pour dans un deuxième temps étudier les phénomènes de contraste apparaissant sur les mesures.

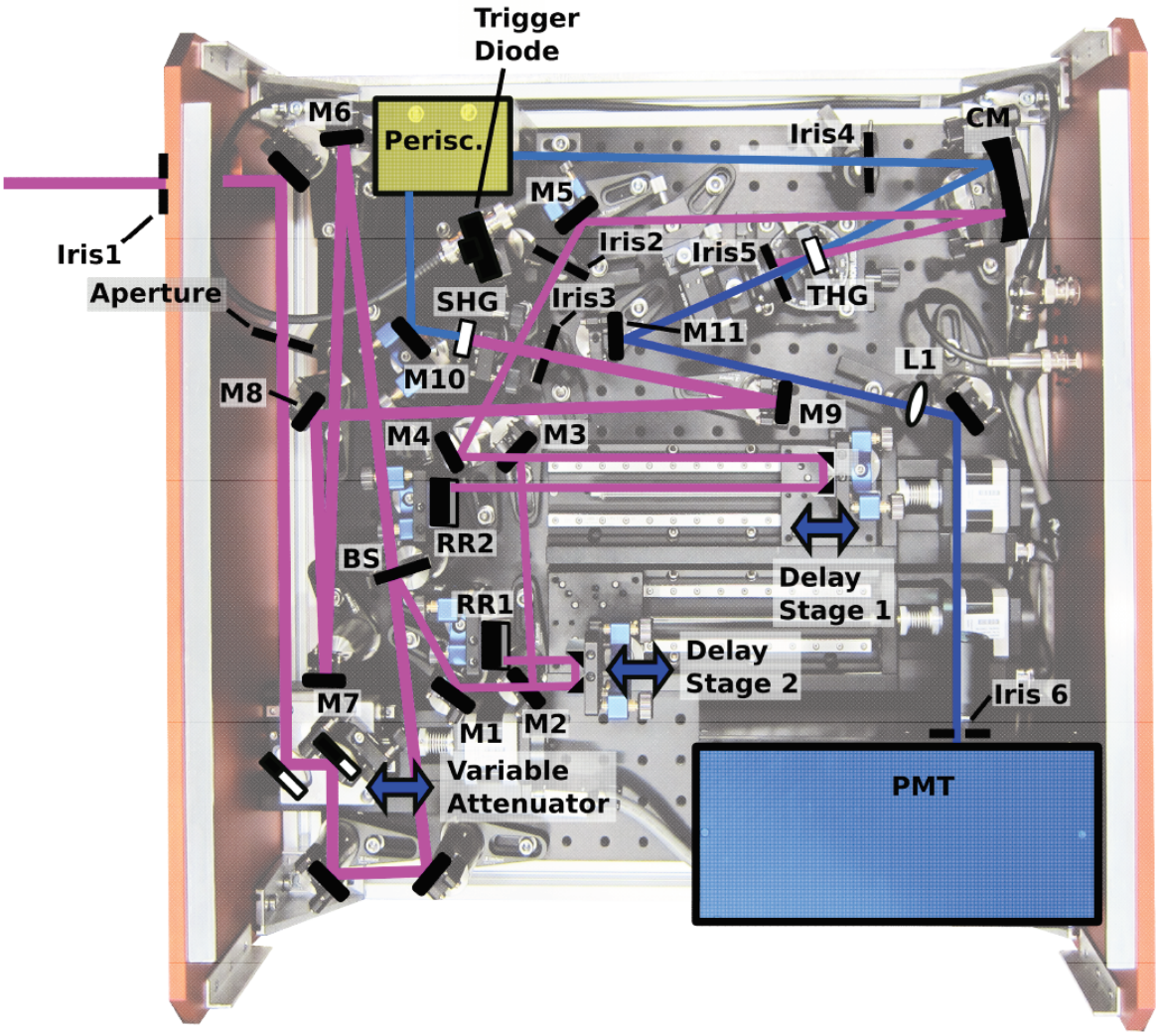
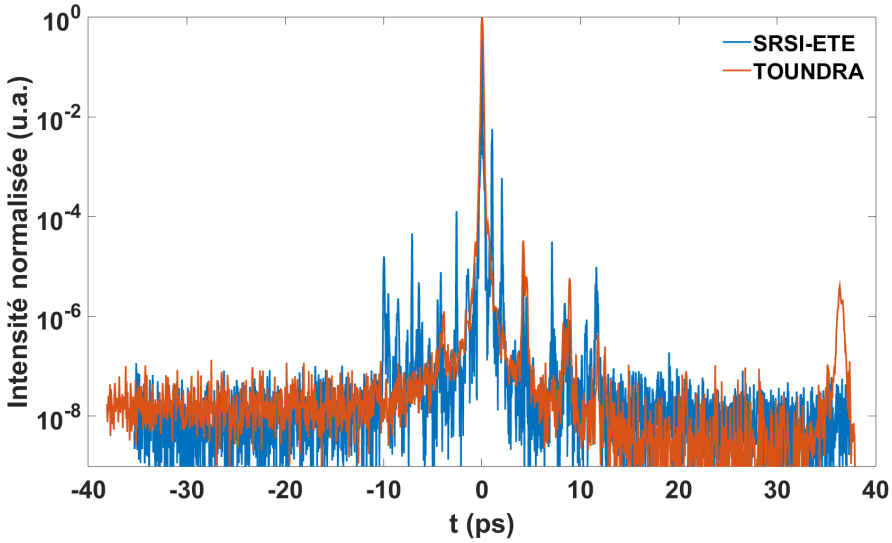


FIGURE 5.16: Schéma optique du TOUNDRA

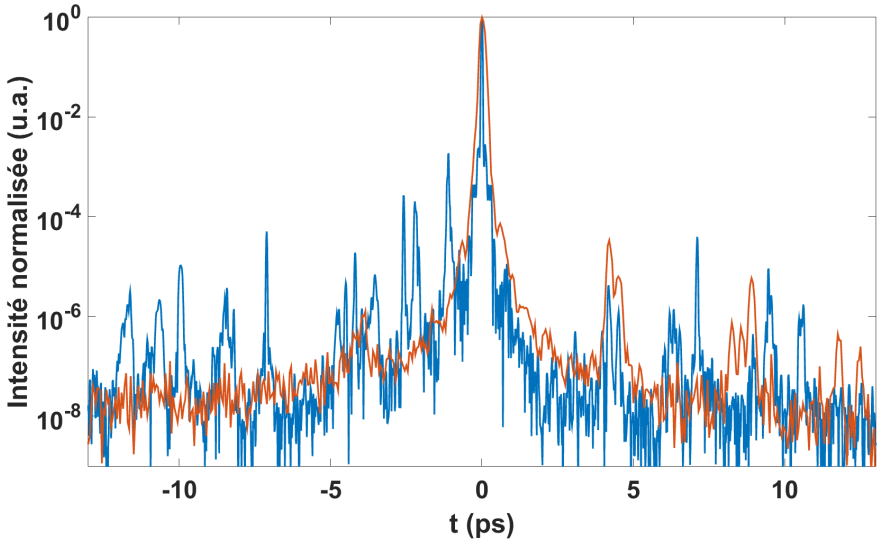
5.2.1 Comparaison avec le TOUNDRA

La figure 5.18 représente la comparaison des résultats de mesures effectuées le même jour. La fenêtre temporelle a été limitée à ± 37 ps et la résolution temporelle à 50 fs pour garder une durée de mesure convenable ($\approx$1500 points de mesure soit 30 minutes pour la mesure TOUNDRA). La mesure SRSI-ETE a été effectuée avec un angle faible pour obtenir la dynamique maximale au prix de nombreux artefacts.

En termes de dynamique, les deux appareils ont globalement la même tendance et mesurent tous les deux un fond à 10^{-8}. Cela valide donc la capacité de la technique SRSI-ETE à mesurer des impulsions avec un contraste de 8 ordres de grandeur. On constate tout de même des petites



a)



b)

FIGURE 5.17: a)Contraste temporel mesuré en sortie de compresseur avec la technique SRSI-ETE (courbe bleue) et le TOUNDRA (courbe rouge). b) Zoom sur ±13 ps.

divergences locales entre 2 et 4 ps et autour du pic central. Pour la première zone, la différence n'est que de 5 dB et on pourrait mettre ça sur le compte du bruit. Pour la zone centrale, il s'agit clairement de la limite de résolution temporelle du TOUNDRA qui n'arrive pas à résoudre ce front montant (puis descendant). Sur la zone ±1 ps, la technique SRSI-ETE permet de mieux détailler le contraste de l'impulsion et notamment la zone de décrochage à 10^{-5}.

Concernant les pré/post-impulsions, seules celles à ∼4 ps sont exactement reconstruites de la même manière : même localisation temporelle et ratio équivalent au pic principal. Toutefois la résolution temporelle inférieure de la technique SRSI-ETE permet de distinguer la présence de 3 pics au lieu des 2 sur le TOUNDRA. On peut le constater également sur les pics symétriques à ∼-4 ps. Par ailleurs plusieurs post-impulsions apparaissent sur la mesure du TOUNDRA et pas sur SRSI-ETE : un triplet à ∼8 ps, à 11 et 12 ps.

Il y a également le gros pic à 35 ps sur la mesure TOUNDRA qui correspond au polariseur que j'utilise sur la ligne à retard et que j'ai mis sur le TOUNDRA pour vérifier que les deux appareils le retrouvent. Ce pic n'apparait pas sur la courbe de la mesure SRSI-ETE. Cela s'explique par un léger désalignement de la caméra en sortie de spectro-imageur. La monture est circulaire et réglable en rotation à la main. Le réglage de l'angle n'est donc pas très précis et génère un décalage dans l'espace de Fourier selon k_x. En effet on retrouve cette post-impulsion mais légèrement décalée de quelques pixels et n'est donc pas sur la ligne $k_x = \tau_x$. Dans la section

5.1.1, on observait cette réplique à -35ps donc il a dû y avoir un désalignement provoqué par des manipulations du dispositif (4 mois entre les deux mesures).

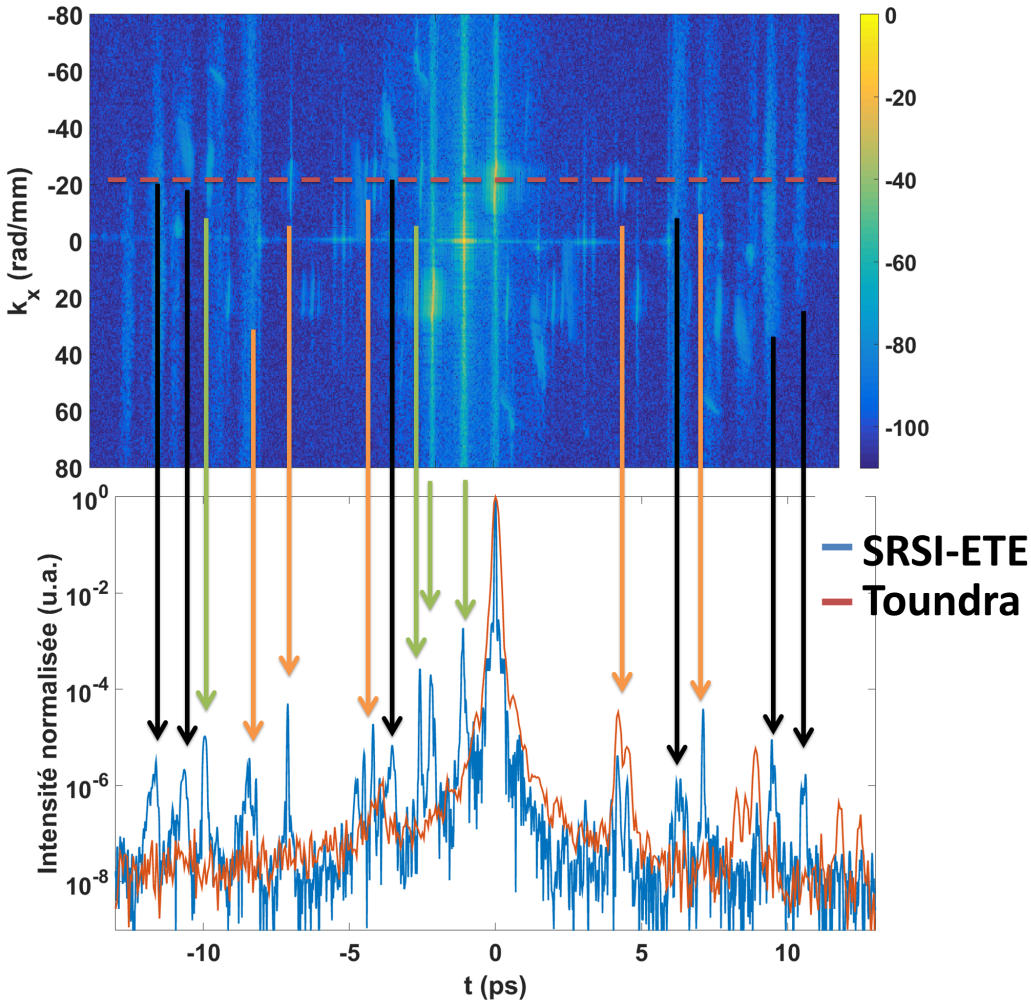


FIGURE 5.18: $|S(k_x,t)|^2$ et projection de la mesure du contraste en-dessous à partir de la ligne en pointillés rouges. La mesure SRSI-ETE est tracée en bleu tandis que la mesure TOUNDRA est tracée en rouge.

Une analyse de l'origine des pré/post-impulsions est nécessaire. Pour cela, on a vu que l'étude de la TF2D de l'interférogramme permettait de mieux comprendre la mesure de contraste. La figure 5.18 représente $|S(k_x,t)|^2$. Pour définir l'origine des pré/post-impulsions, j'utilise un code couleur pour les flèches :

— Le vert est pour celles dont l'origine ne laisse pas de doutes : les répliques des optiques et les trainées dues au profil spatial en $-\tau$ et -2τ. Elles ne sont donc pas à prendre en compte pour la mesure du contraste.
— Le orange est pour celles qui sont liées à une forme de réplique de l'impulsion (pas d'étendue selon k_x).
— Le noir est pour celles dont l'origine n'est pas certaine et laissent une trainée sur le profil de $|S(k_x,t)|^2$.

Cette catégorisation n'est pas très précise car on va voir que l'origine des pré/post-impulsions n'est pas encore totalement comprise. Les flèches vertes ont déjà été identifiées lors de la partie précédente et correspondent aux répliques dans le polariseur de sortie du bras XPW et dans le cristal. Les flèches oranges vont par paire sur le profil du contraste. Celles à ±4,4 ps sont mesurées par les 2 appareils et ne laissent pas de doute sur leur existence sur le profil réel du contraste.

Celles à 6 ps correspondent aux pré-impulsions en -8,5 ps. Il s'agit de la même post-

impulsion sur le profil symétrique en $-\tau_x$ qui s'étend selon k_x jusqu'à τ_x. La première pré-impulsion à -8,16 ps correspond exactement à la prolongation d'une pré-impulsion sur le profil DC. La deuxième (-8,5 ps) est une longue trainée selon toute la dimension k_x et la troisième (-8,8 ps) seulement possède un profil similaire à l'impulsion en (τ, τ_x). On retrouve leur symétrique par rapport à t=τ en 6ps. Par ailleurs, le profil mesuré par SRSI-ETE présente un pic symétrique en 8,8 ps qui pourrait porter à confusion. Mais ce dernier pic possède lui aussi un symétrique par rapport à t=τ en -11 ps. Tous ces artefacts ont montré la nécessité de devoir augmenter l'angle entre les deux bras de l'interféromètre.

La figure 5.19 représente le même type de figure mais avec une mesure SRSI-ETE réalisée avec un τ_x de 99 rad/mm (angle x4). Par contre celle-ci a été effectuée 5 jours après la mesure du TOUNDRA donc les mesures ne sont pas exactement synchrones. La mesure du contraste est bien plus propre et permet de lever le doute sur l'origine de nombreux pics. Seuls deux pics (flèches noires) sont potentiellement issus d'artefacts. Par ailleurs, les pics autour de 8,8 ps sont cette fois plus visibles sur la courbe et surtout un pic est mieux défini sur la TF2D de l'interférogramme. Il reste toujours les pics à 11,8 et 12,5 ps mesurés par le TOUNDRA et qui ne sont pas retrouvés par SRSI-ETE.

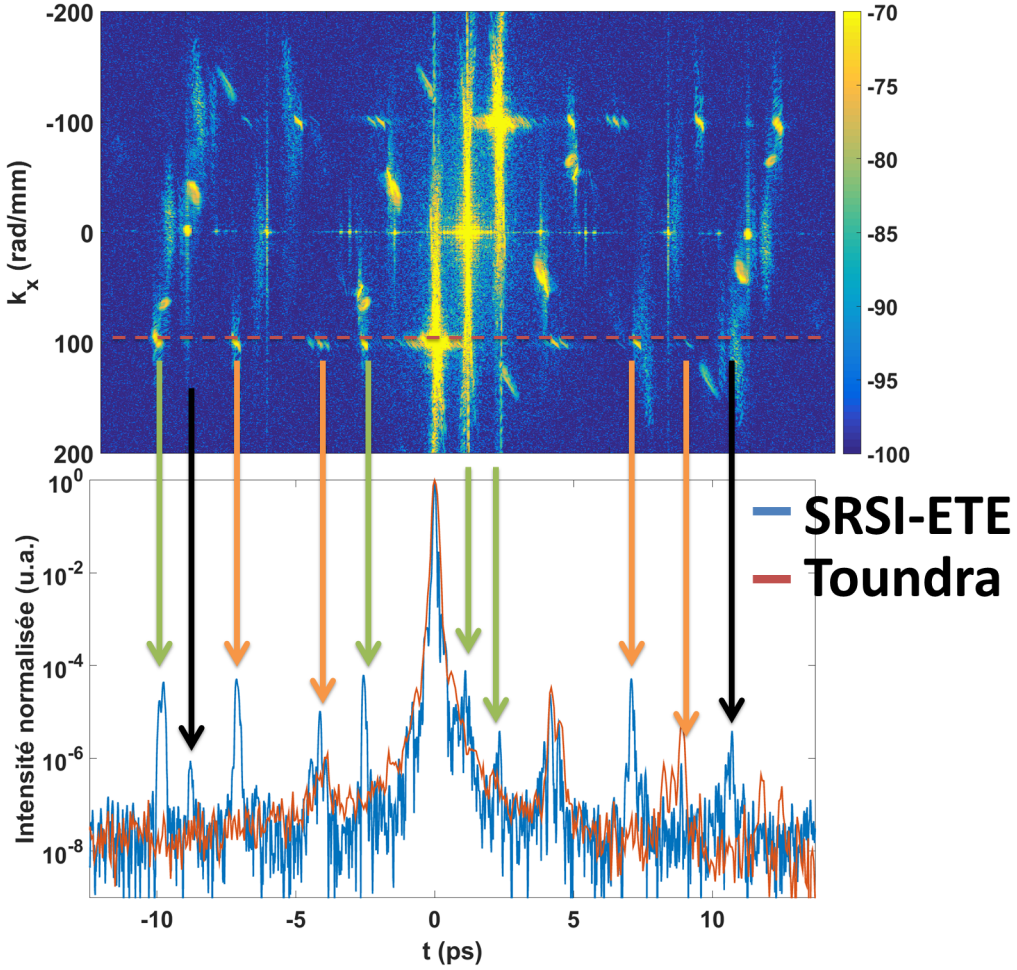


FIGURE 5.19: $|S(k_x, t)|^2$ et projection de la mesure du contraste en-dessous à partir de la ligne en pointillés rouges. La mesure SRSI-ETE est tracée en bleu, la mesure TOUNDRA en rouge.

Une analyse spectrale des post-impulsions concernées peut permettre de comprendre la situation. Pour cela, on applique un filtre supergaussien à chaque pré/post-impulsions indépendamment des autres et on en regarde le spectre. Les résultats sont affichés sur la figure 5.20 avec $F(\omega)$ qui est l'intensité spectrale filtrée en t=τ, les autres spectres sont seulement l'intensité de la TF des pré/post-impulsions filtrées. J'ai également mis le spectre d'une réplique connue à 2,7 ps pour le polariseur de sortie du bras XPW.

Le spectre de la pré-impulsion à -8,16 ps confirme qu'il s'agit d'un artefact de mesure car le spectre n'est pas complet. Le spectre de la réplique du polariseur à -2,58 ps est similaire à celui du pic secondaire $|F(\omega)|^2$. Cela confirme que le spectre d'une pure réplique doit très proche de celui de $|F(\omega)|^2$. Celui de la pré-impulsion à -7,09 ps est très similaire également à la différence du pic symétrique à 7,09 ps. En effet, son spectre perd la partie bleue ce qui laisse imaginer que son origine n'est pas une réplique d'optique mais un phénomène non déterminé.

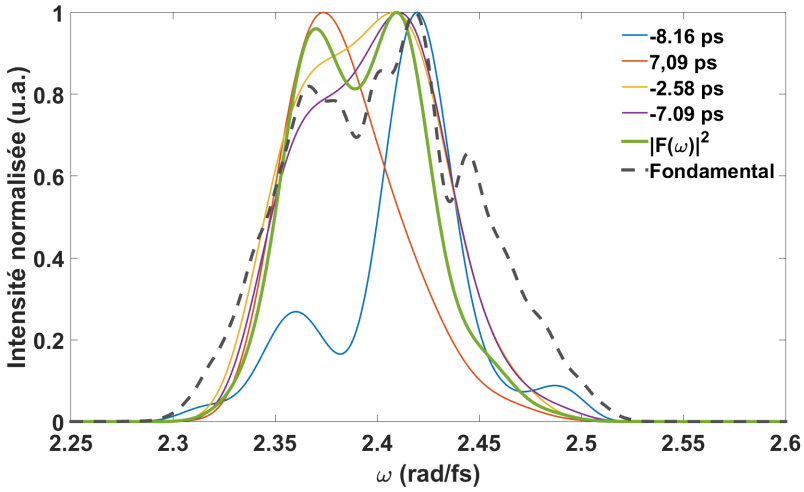


FIGURE 5.20: Intensités spectrales de différentes post-impulsions. Le fondamental a été mesuré indépendamment.

On peut conduire le même type d'analyse sur les pré-impulsions à -4,2 ps. La figure 5.21 représente les spectres de ces pics. Les spectres des pré-impulsions à -4,2 et -4,5 ps ont tous les deux une partie manquante du spectre et également des pics symétriques en post-impulsions. On sait avec certitude que ces pics (retrouvés également par le TOUNDRA) correspondent à un phénomène physique détaillé dans la subsection suivante. On peut donc en déduire que ces 3 pics ont la même origine.

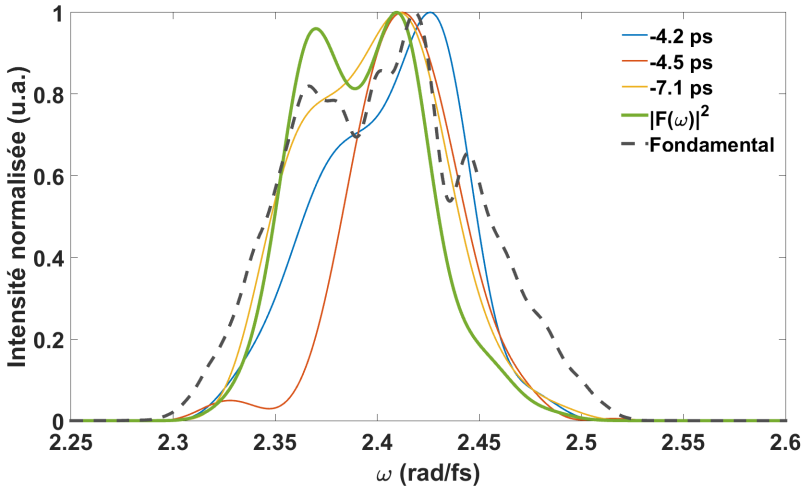


FIGURE 5.21: Intensités spectrales de différentes post-impulsions. Le fondamental a été mesuré indépendamment.

Les flèches noires correspondent à des pré/post-impulsions dont l'origine n'a pas été certifiée. Elles n'apparaissent pas sur la mesure du TOUNDRA et sont étalées selon la dimension k_x. Les flèches noires en -11,6 ps et 9,6 ps correspondent à la même post-impulsion par symétrie en $(k_x = 0, t = \tau)$. La première est donc un artefact débordant depuis la ligne $k_x = \tau_x$. Celle en 10,6 ps est une longue trainée qui possède une trace symétrique à 12,7 ps sur la ligne en . Par contre, les deux autres flèches noires (en -3,8 ps et 1 ps) indiquent d'autres formes de post-impulsions qui

ont une forme mieux définie que les trainées mais sont bien plus larges temporellement que les autres pré/post-impulsions clairement définies. De plus, leur empreinte n'est que partiellement en $k_x = \tau_x$ et la majorité de leur signal s'étend pour des valeurs plus larges de k_x.

Pour résumer, le critère majeur pour déterminer la nature d'une pré/post-impulsion est de regarder la TF2D de l'interférogramme (figure 5.19). Plus précisémment, il faut regarder les trainées liées au profil spatial. En effet, pour la pré-impulsion à -8.16 ps, il est assez net qu'il s'agit d'un artefact venant du profil temporel en $k_x = 0$: $-8.16 = -7.09 - 1.07$, où 1,07 ps est le délai entre l'impulsion XPW et l'impulsion à mesurer.

Maintenant que nous avons effectué le tri parmi toutes les pré/post-impulsions présentes sur la mesure du contraste par SRSI-ETE, nous pouvons étudier celles qui sont inhérentes à la chaine laser et expliquer le phénomène de génération pour corriger le défaut dans la chaine.

5.2.2 Génération de pré-impulsions à partir de post-impulsions dans un amplificateur CPA

Pour cette partie, je m'intéresse aux pré/post-impulsions autour de ±4 ps et ±7 ps. Elles ont la particularité d'être symétriques par rapport au pic principal. Leur mécanisme de génération a déjà été détaillé [151] et repose sur la diffraction non-linéaire temporelle . La présence d'une post-impulsion avant l'étireur entraîne des modulations de l'intensité sur l'impulsion étirée. Ces modulations liées à l'intégrale-B accumulée dans le système font varier l'indice de réfraction non-linéaire qui va à son tour moduler le champ temporellement lors de sa propagation. Lorsqu'elle est étirée, moduler l'impulsion temporellement la module également spectralement. Le compresseur réalise l'équivalent de la TF de l'impulsion qui génère donc une pré-impulsion au délai de signe opposé.

Le ratio de l'intensité de la pré-impulsion et de la post-impulsion permet de remonter à une estimation de la valeur de l'intégrale B avec la formule suivante :

$$\int B \approx \sqrt{\frac{\Gamma I_{pre}}{I_{post}}} \tag{5.2.1}$$

Où I_{pre} est l'intensité de la pré-impulsion pour un profil normalisé au pic principal, de même I_{post} est celle pour la post-impulsion. Le facteur Γ dépend de la forme spatiale du faisceau et vaut 3 pour un faisceau top-hat et 9 pour une gaussienne. Pour l'amplificateur du laser, on tend plus vers une gaussienne. Pour ce groupe de post-impulsions, on obtient une valeur moyenne pour $\int B$ de 1,26 $\pm 0,23$. Les travaux précédents [150] sur ce laser ont effectué des simulations numériques en utilisant une valeur de 1,8 pour essayer de reproduire les mêmes phénomènes observés sur l'amplificateur. Mon estimation de l'intégrale B est donc dans le bon ordre de grandeur.

Conclusion

La technique SRSI-ETE offre un nouveau regard sur la mesure du contraste temporel au travers de la cartographie donnée par la TF2D de l'interférogramme. En effet, la forme spatiale ainsi que le spectre des pré/post-impulsions peuvent être observés et donc donner des indices quant à l'origine de celles-ci. Les répliques générées par le montage expérimental ainsi que les artefacts de mesure dus à un profil spatial non maitrisé rendent l'analyse de la mesure non directe.

Au contraire de la partie reconstruction de la phase spatio-spectrale, la mesure du contraste ne dépend pas de la qualité du filtrage non-linéaire de l'effet XPW. En effet, on a obtenu les mêmes résultats pour plusieurs formes de phase spectrale.

Les performances annoncées de dynamique et d'excursion temporelle ont été mesurées et vérifiées avec une réplique à 35,5 ps. J'ai réalisé une comparaison avec le TOUNDRA, un autocorrélateur 3ω. Mise à part une pré/post-impulsion à ±7 ps, les résultats sont similaires pour le fond à 10^{-8} et les autres pré/post-impulsions.

J'ai donc validé expérimentalement la mesure du contraste temporel en mono-coup sur ±37 ps avec 8 ordres de grandeur de dynamique.

Chapitre 6

Comparaison expérimentale de SRSI-ETE et CROISSANT

Introduction

Dans ce manuscrit j'ai présenté 2 techniques de diagnostic et de mesure spatio-temporelle d'impulsions femtosecondes. Je présente dans cette partie les résultats des travaux pour les deux techniques présentées lors des parties 3 et 4 : SRSI-ETE et CROISSANT. Les mesures expérimentales ont été menées sur le laser présenté dans la partie précédente.

6.1 Mesures expérimentales SRSI-ETE

Le traitement de données expérimentales diffère de celles simulées numériquement par la présence de bruit, par les profils non gaussiens (que ce soit spatial ou spectral) ou encore l'influence des optiques du montage. Il faut donc l'adapter et je résume cela dans une première partie. Pour présenter les résultats expérimentaux, je m'appuie sur deux ensembles de mesure représentatifs de l'évolution de la qualité des résultats. Le premier ensemble présente des défauts dans le montage qui n'avaient pas été prévus. Le deuxième ensemble corrige ces défauts et donnent une mesure spatio-temporelle propre de l'impulsion.

Dans un premier temps, je présente les résultats obtenus par la technique SRSI-ETE. Il s'agit des mêmes mesures que celles utilisées pour le contraste temporel. Puis, je présente les résultats expérimentaux obtenus par observation du spectre XPW.

6.1.1 Traitement de données

L'interférogramme $\tilde{S}(x,\lambda)$ mesuré par la caméra en sortie de spectro-imageur nécessite l'opération de calibration 2D évoquée dans la partie 4.4.1. On réalise ensuite la TF2D vers le domaine $(k_x, \sim t)$. En effet, il a été montré [72] qu'il était plus précis d'effectuer le filtrage dans le domaine réciproque des longueurs d'onde et non des pulsations. Un filtrage supergaussien dans les deux directions permet d'extraire $S_0(k_x, \sim t)$ et $F(k_x, \sim t)$. Une TF2D inverse permet de revenir dans le domaine (x,λ) où on interpole par un spline cubique les champs sur le vecteur linéaire en ω. On reconstruit alors l'amplitude spatio-spectrale des champs $\tilde{E}_0(x,\omega)$ et $\tilde{E}_{XPW}(x,\omega)$ et on extrait la phase $\phi(x,\omega)$ par $-\arg(\tilde{F}(x,\omega)$ en la dépliant par l'algorithme de Ghiglia *et al.* [132].

A ce stade les contributions dominantes de la phase sont le délai τ et l'angle θ à travers τ_x. Pour retirer ces contributions, j'effectue un ajustement de la phase moyennée selon chaque dimension par un polynôme d'ordre 1 centré en ω_0 et x_0. L'implantation de l'algorithme 2D n'arrive pas à reconstuire la phase en présence d'une phase spatiale trop marquée. Je retire donc la phase spatiale moyenne (principalement de la courbure quadratique). Une amélioration de l'algorithme pour parvenir à inclure la phase spatiale n'est pas exclue mais n'a pas été approfondie car d'autres instruments comme les analyseurs de front d'onde la mesurent bien mieux. De plus, l'objectif premier de cette technique est la mesure des CST et de la phase spectrale. Enfin, les mesures expérimentales utilisent des optiques qui introduisent des perturbations dans la mesure. Dans la partie sur la mesure de contraste, on a vu qu'elles pouvaient introduire des répliques.

Concernant la phase spectrale, chaque optique a une certaine épaisseur et un indice de réfraction spécifique à chaque matériau qui introduit donc des ordres de phase spectrale sur la phase à mesurer. Dans l'algorithme j'ai corrigé les deuxième et troisième ordres. Pour cela, j'utilise les équations suivantes pour ajouter/retirer les ordres de phase spectrale au moment opportun. Par souci de simplicité d'écriture des équations, je ne considère que les deuxièmes et troisièmes ordres.

$$\phi_{retard}(x,\omega) = \phi_0(x,\omega) + \frac{\phi^{(2)}_{Pol+\lambda/2}}{2}(\omega-\omega_0)^2 + \frac{\phi^{(3)}_{Pol+\lambda/2}}{6}(\omega-\omega_0)^3, \tag{6.1.1}$$

$$\phi_{XPW}(x,\omega) = \frac{\phi^{(2)}_0 + \phi^{(2)}_{LS+Pol+XPW/2}}{F^{(2)}_{\omega\omega}(\phi^{(2)}_0 + \phi^{(2)}_{LS+Pol+XPW/2})}(\omega-\omega_0)^2 + \tag{6.1.2}$$

$$\frac{\phi^{(3)}_0 + \phi^{(3)}_{LS+Pol+XPW/2}}{F^{(3)}_{\omega\omega}(\phi^{(3)}_0 + \phi^{(3)}_{LS+Pol+XPW/2})}(\omega-\omega_0)^3 + \tag{6.1.3}$$

$$\frac{\phi^{(2)}_{XPW/2+Pol+LS}}{2}(\omega-\omega_0)^2 + \frac{\phi^{(3)}_{XPW/2+Pol+LS}}{6}(\omega-\omega_0)^3 \tag{6.1.4}$$

$$\phi_m(x,\omega) = \phi_{retard}(x,\omega) - \phi_{XPW}(x,\omega), \tag{6.1.5}$$

où Pol signifie polariseur, $\lambda/2$ est la lame demi-onde et LS la lame séparatrice, XPW/2 le cristal non-linéaire dont la phase introduite l'est à moitié sur l'impulsion incidente et à moitié sur l'impulsion XPW. Les $\phi^{(2)}_{Pol+\lambda/2}$ indiquent la somme des contributions de chaque optique à chaque ordre de phase spectrale. Le schéma de la figure 6.1 résume l'introduction des ordres de phase spectrale dans la mesure. Sans cette correction, on ne mesurerait donc pas la bonne phase spectrale de l'impulsion. Le diagramme de la figure 6.2 montre les corrections appliquées aux deux premières étapes.

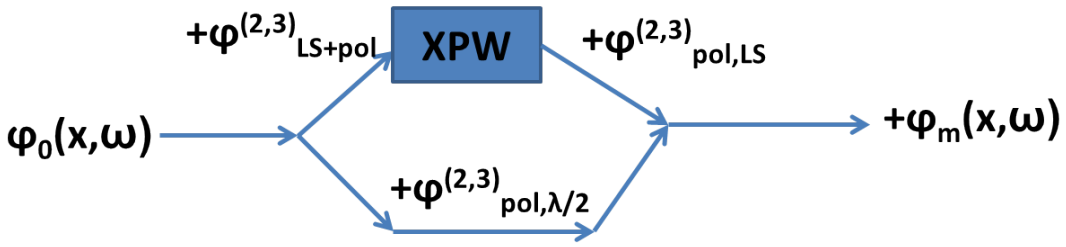


FIGURE 6.1: Schéma résumant l'introduction de phase spectrale par le montage expérimentale.

La ligne à retard introduit 220 fs^2 et 1287 fs^3 (pour 30 fs, $\gamma_{\omega\omega} = 1,35$ et $\gamma^{(3)}_{\omega\omega} = 0,62$). En amont (symétriquement à l'aval) du bras XPW, on ajoute 89 fs^2 et 340 fs^3 (pour 30 fs, $\gamma_{\omega\omega} = 0,55$ et $\gamma^{(3)}_{\omega\omega} = 0,16$). Enfin, l'algorithme peut reconstruire la phase spatio-spectrale de l'impulsion.

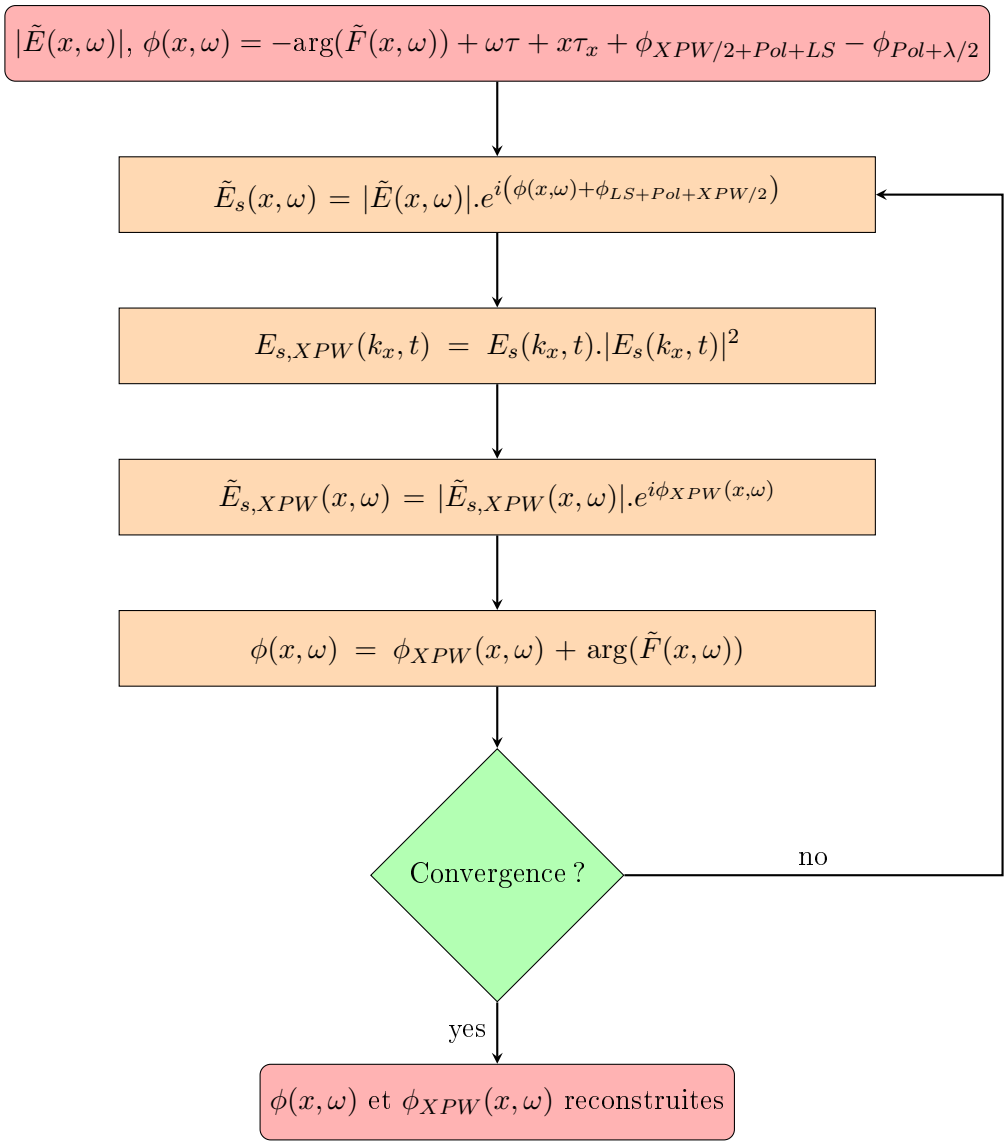


FIGURE 6.2: Diagramme de l'algorithme de reconstruction de la phase spatio-spectrale pour traiter des données expérimentales.

6.1.2 De l'importance du recouvrement du spectre fondamental par le spectre XPW

Dans cette section, je présente les résultats de mesure où je me suis rendu compte de l'importance d'un autre facteur pour avoir une bonne mesure. Il s'agit du recouvrement du spectre fondamental par le spectre XPW. En effet, il a été montré qu'il faut que :

$$\forall \omega, |E_{XPW}(\omega)| \geq |E_0(\omega)| \tag{6.1.6}$$

La figure 6.3a représente le profil spatial moyen pour chaque bras de l'interféromètre mesuré séparément. Deux zones apparaissent où les profils ne se recouvrent pas à gauche (x_1) et à droite (x_2). L'interférogramme obtenu ensuite est tracé aux 3 positions indiquées sur la figure 6.3b. Les interférences sont peu contrastées par rapport au centre en x_0. Les zones où il n'y a pas ou peu d'interférences ne sont donc pas reconstruites ce qui résulte en une reconstruction fausse de l'amplitude spatio-spectrale.

La figure 6.4 montre le fondamental mesuré directement et reconstruit par la technique SRSI-ETE. Pour la mesure indépendantes des spectres, je masque chaque bras tour à tour. L'amplificateur introduit bien des CSS déjà sur le fondamental. Le spectre reconstruit possède un fort SPC alors qu'une mesure directe montre un léger SPC sur une partie du faisceau ainsi qu'une VSBS. La différence de signe du SPC est aussi un signe que la reconstruction n'est pas réussie. La reconstruction est donc faussée. Comme la reconstruction suppose que l'on respecte l'équation 6.1.7, la partie de l'interférogramme sans interférences est en fait considérée comme appartenant au champ XPW. Cette série de mesure a montré qu'il fallait étendre la condition nécessaire pour reconstruction à :

$$\forall (x, \omega), |E_{XPW}(x, \omega)| \geq |E_0(x, \omega)| \tag{6.1.7}$$

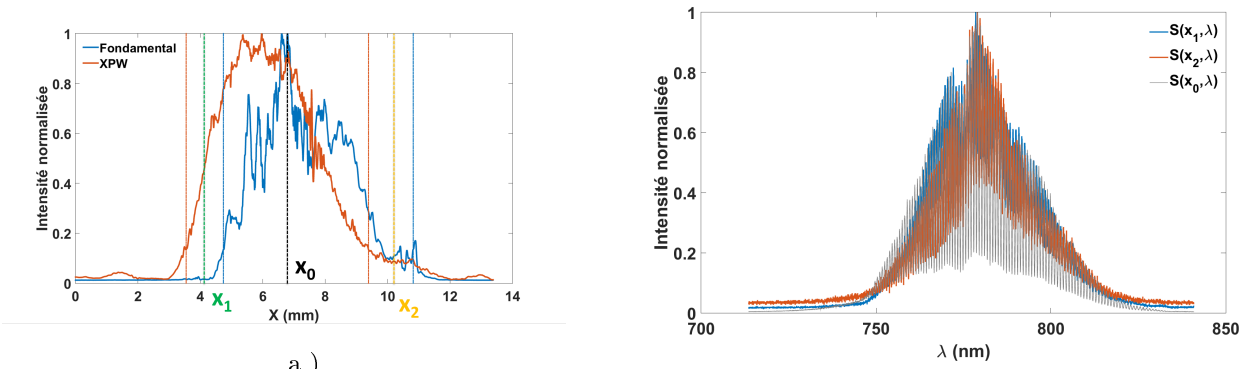


FIGURE 6.3: a) Profil spatial moyen pour la ligne à retard et le bras XPW. Les pointillés rouges et bleus indiquent la largeur de faisceau à $1/e^2$ pour chaque profil. b) Interférogrammes normalisés tracés aux 3 positions indiquées sur a).

6.1.3 Mesure de pulse-front tilt par la technique SRSI-ETE

Dans cette section, il s'agit d'une série de mesures qui a servi également à comparer la mesure du contraste temporel avec le TOUNDRA. Cette fois-ci le recouvrement spatial a également été assuré comme le montre la figure 6.5a et la reconstruction du fondamental sur la figure 6.5b ne comporte pas de couplages cette fois-ci. Le spectre XPW sur la figure 6.5c est également sans couplages. La phase spectrale reconstruite au centre sur la figure 6.5d est légèrement quadratique et correspond à 110 fs^2. La phase en x_1 et en x_2 semble indiquer une variation spatiale de la dispersion. Toutefois les variations sont faibles et correspondent à des variations mesurées sur l'impulsion comme le montre la figure 6.6. Les variations de dispersion mesurées ne se traduisent pas en variations de l'élargissement spectral local. Cela est vraisemblablement dû au profil spatial qui est fortement modulé ce qui perturbe la reconstruction de la phase spatio-spectrale. D'autre

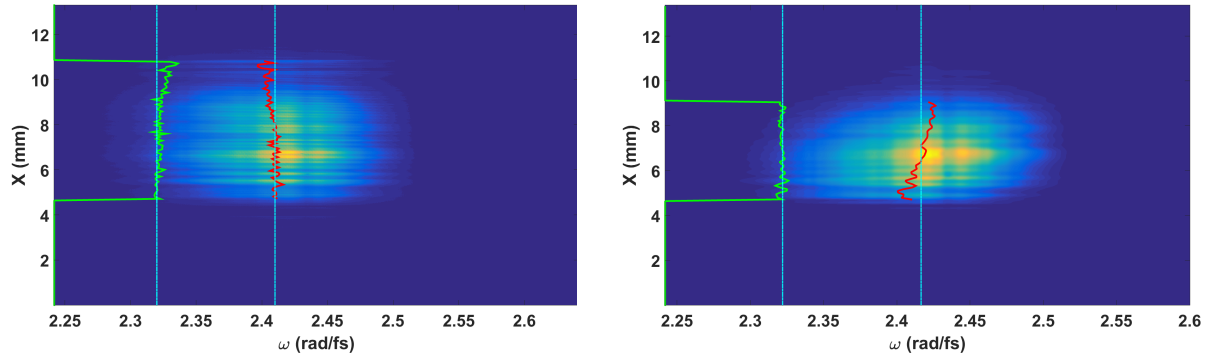


FIGURE 6.4: a) Intensité spatio-spectrale du fondamental. Les pointillés cyan indiquent une variation constante de $\omega_0(x)$ (en rouge) et $\Delta\omega_L(x)$ (en vert). b) Intensité spatio-spectrale reconstruite du fondamental. Les pointillés cyan indiquent une variation constante de $\omega_0(x)$ (en rouge) et $\Delta\omega_L(x)$ (en vert).

part, la valeur moyenne de $Z_{\omega\omega}(x)$ dépasse à peine 1 malgré une optimisation de la phase spectrale au préalable avec un Wizzler. On est donc à la limite de l'algorithme pour obtenir une reconstruction fidèle.

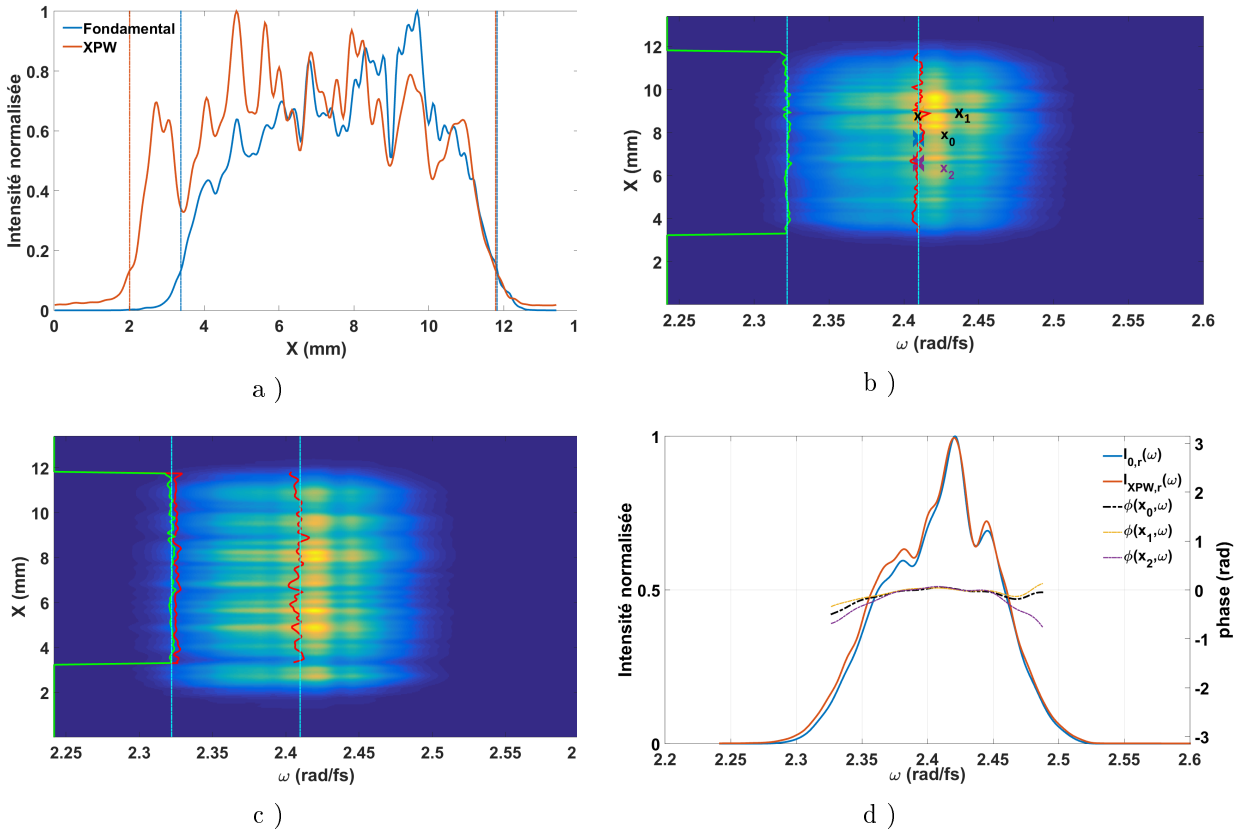


FIGURE 6.5: a) Profil spatial moyen pour la ligne à retard et le bras XPW. Les pointillés rouges et bleus indiquent la largeur de faisceau à $1/e^2$ pour chaque profil. b) Intensité spatio-spectrale du fondamental reconstruit. c) Intensité spatio-spectrale de l'impulsion XPW reconstruite. Pour b et c, les pointillés en cyan indiquent une variation constante de $\omega_0(x)$ et de $\Delta\omega_L(x)$. Ceux-ci sont tracés respectivement en rouge et vert. d) Profils moyennés spatialement des champs et de la phase spectrale reconstruits.

L'impulsion reconstruite présente un PFT seulement sur la partie basse du faisceau comme le montre la figure 6.7. Il parait improbable que seulement une partie de l'impulsion subisse un PFT de cette manière. Cela signifierait que l'impulsion traverse un prisme en coin seulement

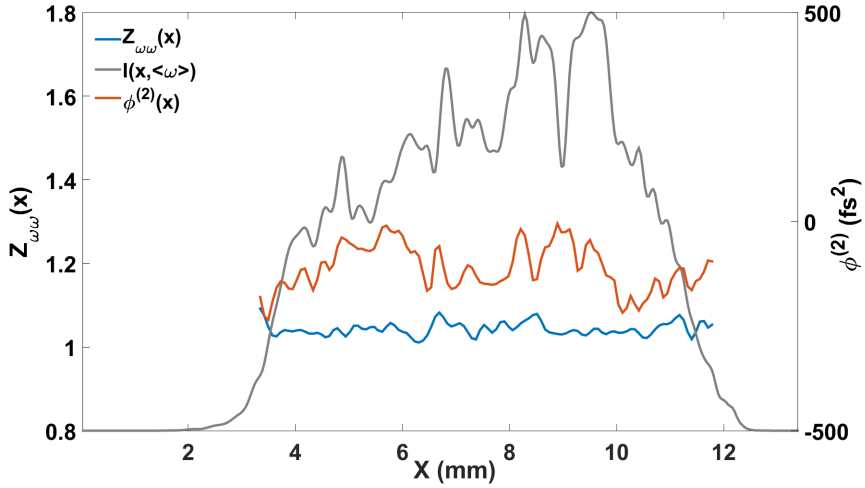


FIGURE 6.6: $Z_{\omega\omega}(x)$ et $\phi^{(2)}(x)$ mesurés expérimentalement. Le profil spatial moyen du fondamental est représenté en gris.

sur une partie du faisceau. Il s'agit donc manifestement d'une erreur de reconstruction dans l'algorithme. Cela est d'autant plus surprenant que d'autres mesures ce jour-ci dans les mêmes conditions ont donné une reconstruction du PFT sur tout le faisceau comme le montre la figure 6.8. La valeur de couplage mesurée est de 10 fs/mm. L'insert met en évidence l'augmentation de la durée temporelle locale (∼31 fs) à la durée globale (∼62 fs). Les 3 mesures effectuées ce jour-là donne un PFT moyen mesuré de 7±3 fs/mm. Chaque interférogramme est obtenu avec un temps d'exposition intégrant quelques tirs lasers. La mesure SRSI-ETE ne reconstruit donc pas précisémment l'impulsion.

Cela s'explique par la force du couplage qui limite le filtrage non-linéaire par effet XPW. L'élargissement spectral de 1 montre que l'on se trouve à la limite de la capacité de bonne reconstruction par l'algorithme. Les fortes modulations spatiales perturbent également la mesure et empêchent la reconstruction.

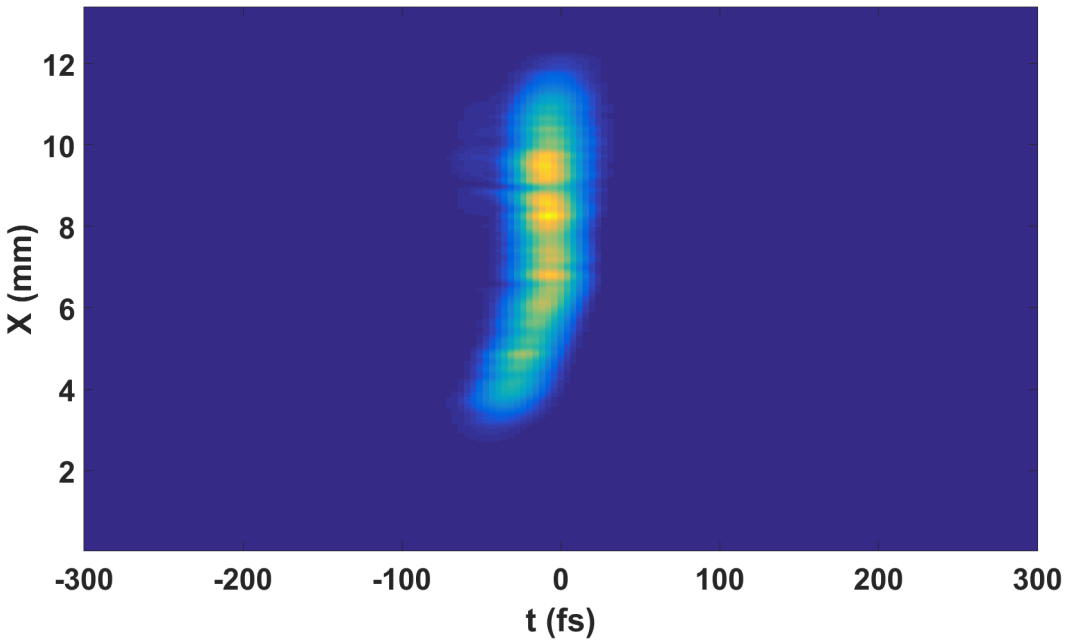


FIGURE 6.7: Intensité spatio-temporelle mal reconstruite.

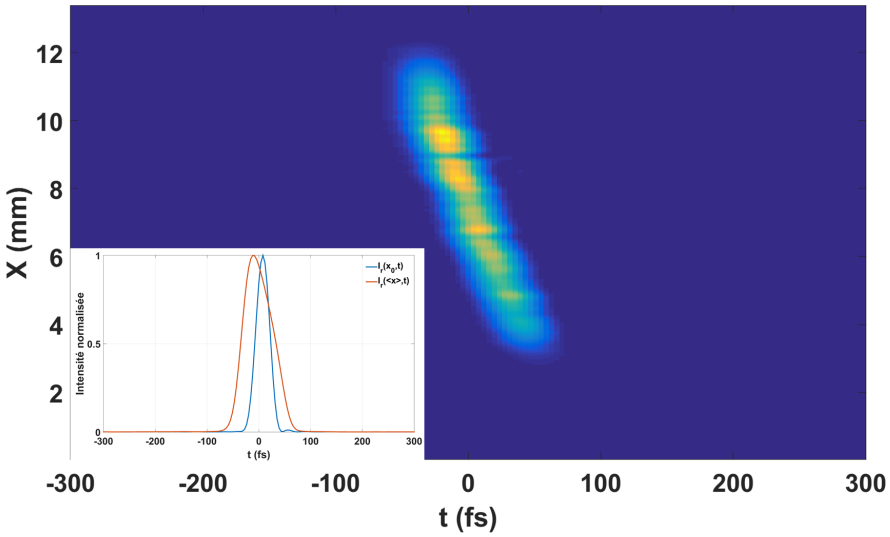


FIGURE 6.8: Intensité spatio-temporelle reconstruite. L'insert montre le profil temporel local et global de l'impulsion.

6.1.4 Conclusion sur les mesures expérimentales par la technique SRSI-ETE

Dans ce chapitre, on a vu la nécessité de recouvrir spatialement le spectre du fondamental par le spectre XPW. Ne pas s'en assurer fausse la reconstruction de l'amplitude des champs et de la phase également. La limite théorique de bonne reconstruction fixée par $\Delta\omega_{XPW,\omega\omega} \geq \Delta\omega_{0,\omega\omega}$ ne suffit pas en pratique. L'imprécision de la technique dans ce cas limite résulte en des reconstructions faussées. Cela peut s'expliquer par plusieurs facteurs.

D'une part, les fortes modulations spatiales perturbent la mesure. Il faudrait donc soit diminuer le diamètre du faisceau en l'imageant proprement en amont du dispositif, soit augmenter la taille des optiques. Dans le premier cas, les distorsions spatiales introduites devront être caractérisées. Dans le second cas, il faut adapter le montage qui est compact et s'équiper de polariseurs avec un bon taux d'extinction et le diamètre adapté qui coutent beaucoup plus cher. Toutefois ces distorsions spatiales sont moins critiques pour le fonctionnement de la technique que le point suivant.

D'autre part, les limites de la technique en termes de performances sont mises en évidence. Dès que le couplage affectant l'impulsion est trop fort, la reconstruction spatio-temporelle de l'impulsion n'est pas bonne. En cherchant les raisons, je me suis ainsi penché sur le spectre XPW qui affiche des distorsions en présence de couplages sur l'impulsion incidente.

6.2 Diagnostic mono-coup par effet XPW

Pour la partie expérimentale du filtrage par XPW, j'ai utilisé le bras XPW de l'interféromètre développé dans la partie 4. Les mesures ont eu lieu deux mois après celles présentées dans le chapitre précédent. L'impulsion est atténuée par un wedge en réflection jusqu'à 90 μJ. Le schéma de la figure 6.9 montre le trajet du faisceau sur le banc optique. Le cristal utilisé est du CaF_2 d'1 mm d'épaisseur. L'impulsion est focalisée sur le cristal par un miroir sphérique concave de focale $f_1 = 20$cm (numéroté 1 sur la figure 6.9).

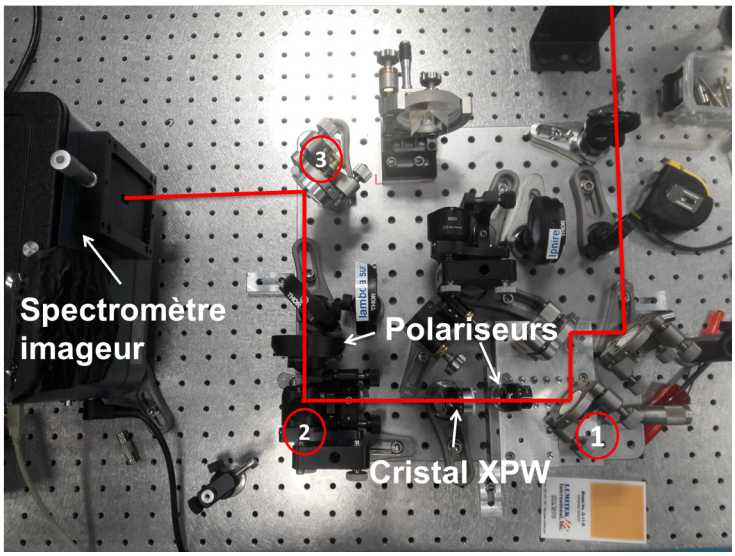


FIGURE 6.9: Photographie du montage optique.

Dans un premier temps, je réalise une mesure en introduisant volontairement un couplage dans le faisceau en utilisant le wedge en réflection. L'impulsion présente donc un PFT et de la TGDD. Puis je mesure directement l'impulsion en sortie d'amplificateur. Enfin, je montre l'effet d'un scan en dispersion sur le SPC généré sur l'impulsion XPW.

6.2.1 Mesure d'une impulsion passant par un prisme biseauté

Analyse du spectre XPW brut

On a dans un premier temps observé le spectre XPW de l'impulsion selon la dimension correspondant à la dimension horizontale dans le compresseur, donc perpendiculaire aux traits des réseaux de diffraction. Seulement 60 μJ suffisent pour rester en dessous du seuil de génération du continuum ($10^{11} W/cm^2$). Le montage optique de l'expérience est schématisé sur la figure 6.10. Une première mesure du spectre de l'impulsion incidente est effectuée sans le cristal de CaF_2 et

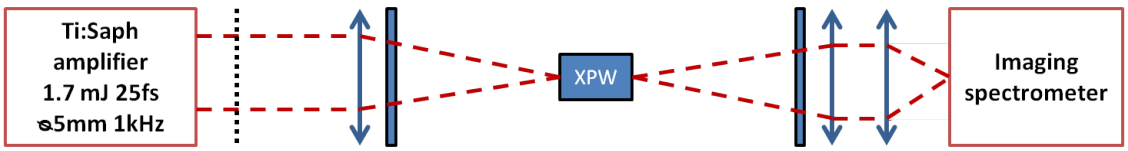
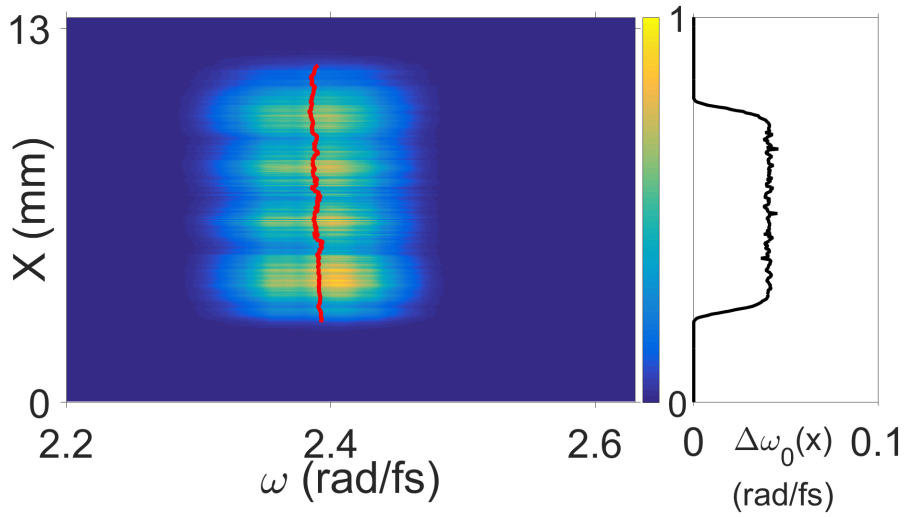


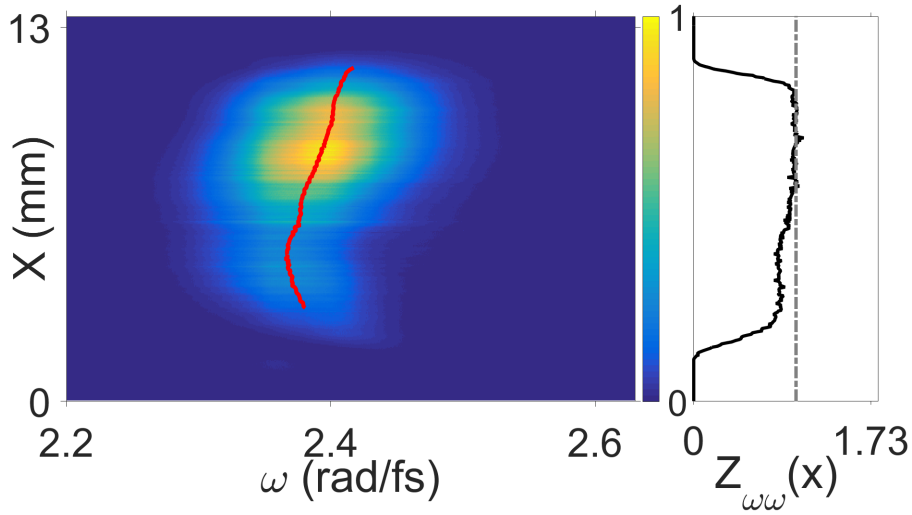
FIGURE 6.10: Schéma optique de la mesure du spectre XPW. Les rectangles bleus et noirs sont les deux polariseurs. Les double-flèches représentent des éléments focalisant. Les pointillés noirs indiquent la possibilté de tourner le faisceau pour observer la dimension x ou y.

son intensité spatio-spectrale est représentée sur la figure 6.11a. Les paramètres retenus pour la normalisation des grandeurs mesurées sont : $\Delta\omega_L = 0,041 rad/fs$, $\Delta x_L = 8,8mm$ et $\omega_0 = 2,39$ rad/fs (soit 788 nm). Le profil spatio-spectral d'amplitude présente un très léger SPC comme en atteste la courbe rouge ($\omega_0(x)$) alors qu'il n'y a pas de VSBS sur la figure 6.11a comme le montre le graphique accolé et représentant $\Delta\omega_0(x)$. On replace ensuite le cristal pour la mesure

de l'effet XPW. Le prisme en BK-7 a un angle au sommet de 3,9 ° et a été utilisé à 45 ° pour atténuer aussi l'énergie de l'impulsion. Le calcul des couplages introduits est développé en annexe A pour la TGDD. Pour le PFT, la thèse [42] l'a déjà exposé. On introduit 9,7 fs/mm de PFT (soit 4,85 fs/mm de WFD) et 9,5 fs^2/mm de TGDD. La compression temporelle a été vérifiée au préalable avec un Wizzler au centre du faisceau. Le spectre du fondamental est visible sur la figure 6.11a. Les pointillés cyan sont verticaux et indiquent qu'il n'y a pas de couplage prééxistants sur l'impulsion. En introduisant de la WFD avec un prisme, on peut alors observer le SPC généré sur l'impulsion XPW comme le montre la figure 6.11b. L'impulsion en forme de virgule présente les



a)



b)

FIGURE 6.11: a) Intensité spatio-spectrale du fondamental. b) Intensité spatio-spectrale de l'impulsion XPW. La pulsation centrale de chaque spectre est tracée en rouge.

symptômes de la présence de WFD : un fort SPC représenté par la courbe rouge qui représente la pulsation centrale en fonction de X. Pour cette figure, l'impulsion est comprimée donc sa phase spectrale est plate : on peut alors voir le fort impact de la courbure spatiale sur la génération de SPC. D'autre part, $Z_{\omega\omega}(x)$, tracé sur le côté, varie spatialement également. Nous avons donc les deux symptômes caractéristiques de la présence de WFD et de TGDD sur l'impulsion.

Comme on s'est assuré en amont que l'impulsion était comprimée temporellement avec un Wizzler, la génération des symptômes vient donc de la divergence du faisceau. L'élargissement spectral moyen est proche de 1 malgré le fait que la divergence améliore $Z_{\omega\omega}$ en présence de couplages, en théorie. Cela signifie que le couplage est fort, sa valeur n'est pas déterminable directement étant donnée que le profil spatial est loin d'être une gaussienne et la courbure spatiale n'est pas négligeable. Si l'on souhaite juste mettre en évidence la présence du CST, l'ajout de dispersion spectrale n'est alors ici pas nécessaire.

Afin de mettre en évidence la contribution de la dispersion à la génération de SPC sur l'impulsion XPW à partir du fondamental de la figure 6.11a, j'ai ajouté $\gamma_{\omega\omega} = 6,2$ et le spectre XPW obtenu est représenté sur la figure 6.12. On remarque que la pente de $\omega_{0,XPW}(x)$ a changé de signe montrant l'influence de la dispersion spectrale sur le SPC de l'impulsion XPW. L'élargissement spectral moyen est un peu meilleur ce qui parait contraire à tout ce que l'on a vu sur l'influence de $\gamma_{\omega\omega}$ sur $Z_{\omega\omega}$. En effet, dans les cas où une seule distorsion affectait l'impulsion, l'élargissement spectral est maximal pour une dispersion nulle. La mise en évidence expérimentale de la génération de SPC avec et sans la dispersion spectrale a été effectuée. La présence de VSBS sur les spectres XPW indique également que l'on détecte la TGDD introduite par le prisme.

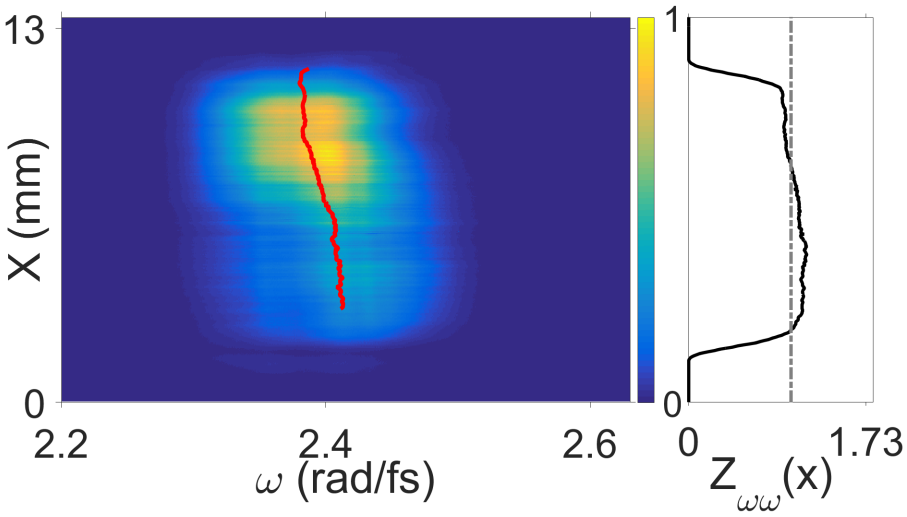


FIGURE 6.12: Intensité spatio-spectrale de l'impulsion XPW. L'évolution spatiale de la pulsation centrale est tracée en rouge tandis que la largeur spectrale est tracée en vert. La largeur spectrale spatiale de l'impulsion fondamentale est tracée en rouge pour comparaison.

Décalage du maximum d'élargissement spectral en présence de WFD

Résultats de simulation Une caractéristique pouvant perturber la mesure expérimentale est le décalage du maximum de $Z_{\omega\omega}$ en fonction de $\gamma_{\omega\omega}$. La figure 6.13 montre l'évolution de $Z_{\omega\omega}$ pour différentes valeurs de $\gamma_{x\omega}$. On constate un décalage progressif du maximum vers une valeur de $\gamma_{\omega\omega}$ non nulle. La valeur de $\gamma_{\omega\omega}$ pour laquelle $Z_{\omega\omega}$ est maximale est tracée en fonction du couplage sur l'impulsion incidente sur la figure 6.14a. On constate que l'on peut avoir un décalage non-négligeable. Concrètement, pour une impulsion de 30 fs et de 1,5 mm de diamètre et comportant un PFT de 60 fs/mm, le décalage serait de 160 fs^2 élargissant l'impulsion à 33 fs.

Cela remet en cause la définition expérimentale de la phase spectrale plate. En effet, celle-ci était alors optimisée par le maximum d'élargissement spectral. Cela peut être donc trompeur par exemple en utilisant un Wizzler. En effet, avant d'effectuer une mesure, on essaie dans un premier temps d'optimiser la largeur de bande de l'impulsion XPW ce qui, en présence de WFD, peut donc en fait nous éloigner du point où la phase spectrale est plate. On mesure donc une impulsion avec une phase spectrale différente de celle qu'elle a sur la chaine laser.

L'origine du SPC étant la combinaison de WFD et de la dispersion spectrale, j'ai fait varier cette dernière pour observer la génération de SPC. Cela donne une courbe similaire quant à l'évolution de $\rho_{x\omega}$ comme le montre la figure 6.14b. On a une zone linéaire pour $|\gamma_{\omega\omega}| < 1$ et on tend vers 0 au-delà de $|\gamma_{\omega\omega}| = 5$. Mettre en évidence ce phénomène est très facile expérimentalement sur l'impulsion en sortie d'amplificateur. En effet, celui de la salle noire 3.0 est muni d'un Dazzler et on peut donc s'en servir pour faire varier facilement la dispersion et ainsi obtenir ce type de courbe et observer le décalage du maximum d'élargissement spectral.

Mesure expérimentale de $\rho_{x\omega}$ en fonction de $\gamma_{\omega\omega}$ On a ainsi réalisé deux scans, un avec et sans prisme. On a alors mesuré le SPC dans la zone spatiale où l'intensité est la plus forte

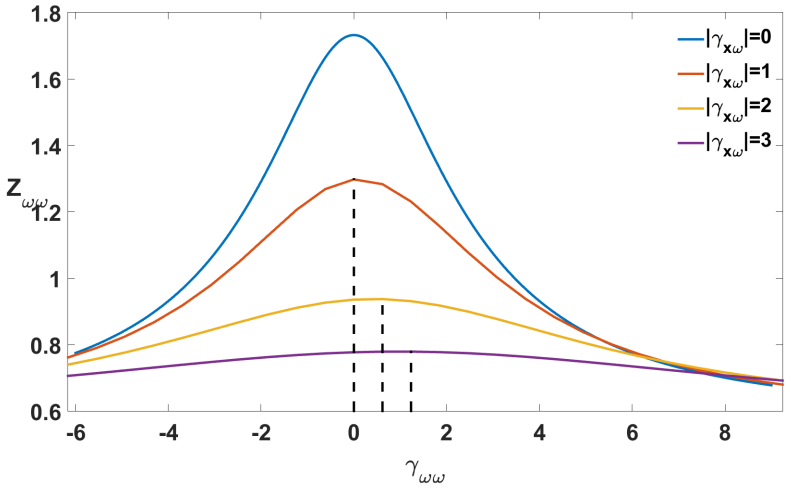
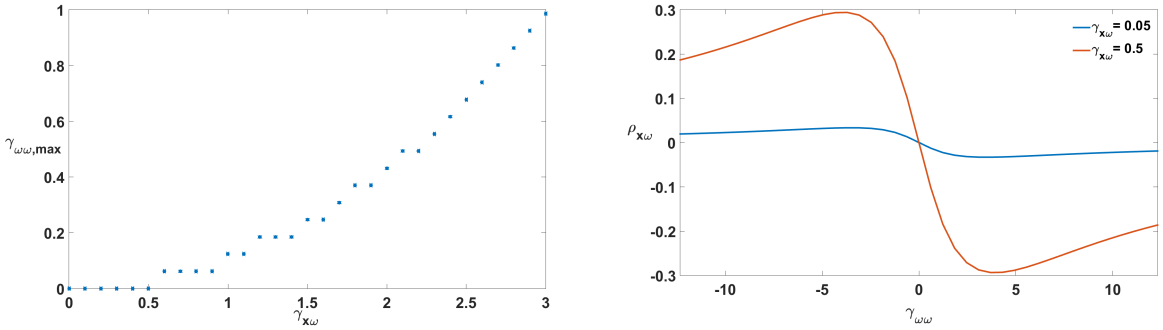


FIGURE 6.13: $Z_{\omega\omega}$ pour une impulsion avec de la dispersion, de la courbure et de la WFD.



a) b)

FIGURE 6.14: a) Valeur de $\gamma_{\omega\omega}$ pour laquelle on a le maximum d'élargissement lorsque l'impulsion présente de la WFD et de la dispersion. b) Chirp spatial en fonction de la dispersion spectrale pour deux valeurs de WFD.

pour ne pas être pertubé par les bords qui peuvent introduire des comportements d'apparence quadratiques. Les courbes des figures 6.15 et 6.16 affichent les résultats des mesures. L'origine $\gamma_{\omega\omega} = 0$ a été déterminée en focalisant le laser dans l'air et en optimisant la largeur du spectre émis avec le Dazzler pour l'impulsion sans prisme. Ce dernier ajoute 400 fs^2 que l'on a retiré sur le Dazzler pour le scan avec le prisme.

La figure 6.15 ne présente pas de variation significative du SPC en fonction de $\gamma_{\omega\omega}$. Par contre, on a bien le décalage du maximum de $Z_{\omega\omega}$ décrit en simulation dans la partie précéddente. Deux hypothèses sont possibles : on peut soupçonner que l'impulsion en sortie d'amplificateur présente de la WFD pas suffisamment forte pour générer du SPC ou que la mesure de la phase spectrale avec le Wizzler est fausse. Les mesures sur l'impulsion directement en sortie d'amplificateur sont présentées dans la partie suivante et montrent que l'impulson affiche des symptômes de TGDD et de WFD également. Les simulations numériques ont montré que cela pouvait correspondre aux valeurs normalisées de couplages suivantes : 0,4 pour $\gamma_{x\omega}$ et 1,15 pour $\gamma_{x\omega^2}$. Cela indiquerait que la WFD n'est pas le couplage prédominant et que donc observer du SPC n'aurait pas lieu d'être.

Par contre, le prisme rajoute beaucoup plus de WFD (de 2,4 à 13 fs/mm soit x5,4) que de TGDD (de 38 à 47 fs^2/mm soit x1,25). On atteint ainsi pour les valeurs normalisées : $\gamma_{x\omega} = 2,2$ et $\gamma_{x\omega^2} = 1,25$ et cette fois la dominance de la WFD se confirme sur la figure 6.16. En effet, on observe la forme typique des courbes simulées dans la partie précédente. Le maximum de $Z_{\omega\omega}$ passe de $\gamma_{\omega\omega} = 1,5$ à $\gamma_{\omega\omega} = 4,5$.

On a ainsi une confirmation expérimentale de la génération de SPC par la présence de WFD et de dispersion vue en simulation et du décalage du maximum d'élargissement spectral vis-à-vis de la dispersion en présence de couplages.

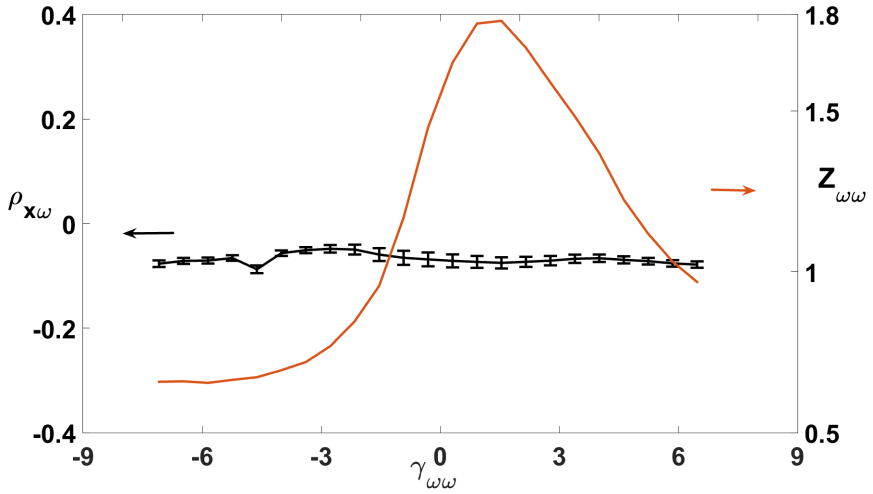


FIGURE 6.15: Mesure de $\rho_{x\omega}$ et de $\langle Z_{\omega\omega}\rangle$ en fonction de $\gamma_{\omega\omega}$ sans un prisme en coin dans le faisceau.

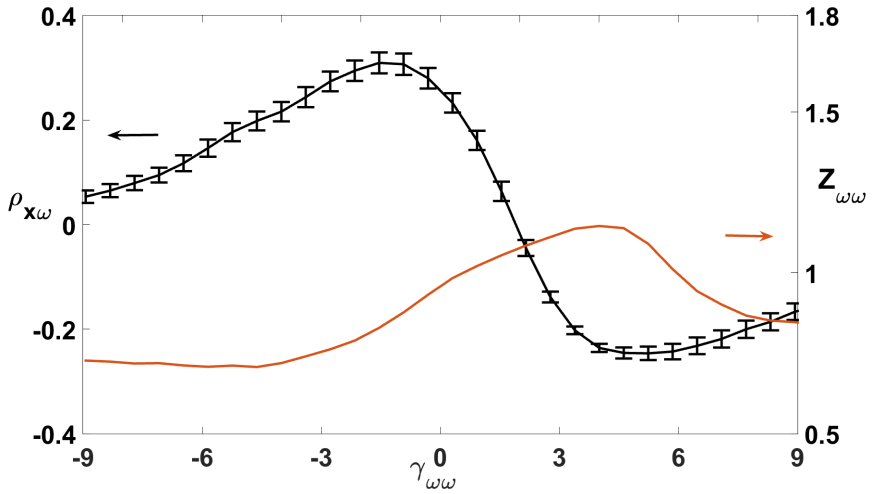


FIGURE 6.16: Mesure de $\rho_{x\omega}$ et de $\langle Z_{\omega\omega}\rangle$ en fonction de $\gamma_{\omega\omega}$ avec un prisme en coin dans le faisceau.

Conclusion

Dans cette partie, j'ai mis en évidence expérimentalement la génération de SPC sur l'impulsion XPW via la dispersion spectrale et la courbure spatiale. On peut maitriser le signe du couplage en ajoutant ou retirant de la dispersion. De plus, la présence de TGDD a également été observée via une VSBS présente sur le spectre de l'impulsion XPW. Le dispositif a donc bien diagnostiqué en mono-coup la présence des deux CST introduits par le prisme. La vérification expérimentale du cas du PFC pourrait se faire en introduisant un afocal avec deux lentilles par exemple. De plus, le maximum d'élargissement spectral en fonction de la dispersion se décale avec la valeur de la WFD. Cela peut mener à des confusions expérimentales. En effet, à l'origine, je déterminais le point de phase spectrale plate (donc compression temporelle optimale) comme le point où l'élargissement spectral est maximal (le plus proche de $\sqrt{3}$). Le diagnostic par effet XPW détecte donc bien l'ensemble des couplages introduits par un prisme.

6.2.2 Mesure en sortie d'amplificateur CPA

Mesure selon la dimension horizontale dans le compresseur

Résultats expérimentaux J'ai ensuite procédé à des mesures directement en sortie du compresseur sans introduire volontairement de CST. L'impulsion incidente mesurée est la même que celle pour la mesure avec un prisme biseauté : elle est comprimée temporellement au centre (mesure Wizzler). Son spectre correspond donc à celui de la figure 6.11a. La figure 6.17 représente l'intensité mesurée de l'impulsion XPW. La figure 6.18 montre l'intensité spectrale moyennée spatialement pour le fondamental et l'impulsion XPW. L'élargissement spectral mesuré est de 1,53. L'ajustement gaussien en noir du profil XPW montre qu'on se situe à la limite du seuil de génération de continuum. Le spectre XPW sur la figure 6.17 présente les caractéristiques typiques de la présence de WFD combinée à de la TGDD (variation quadratique spatiale de $\omega_0(x)$ et linéaire de $Z_{\omega\omega}(x)$). Cela montre que l'utilisation des profils intégrés spatialement n'est pas entièrement adaptée à la caractérisation d'une impulsion femtoseconde du fait qu'elle ne comporte pas ces informations sur l'aspect spatio-temporel.

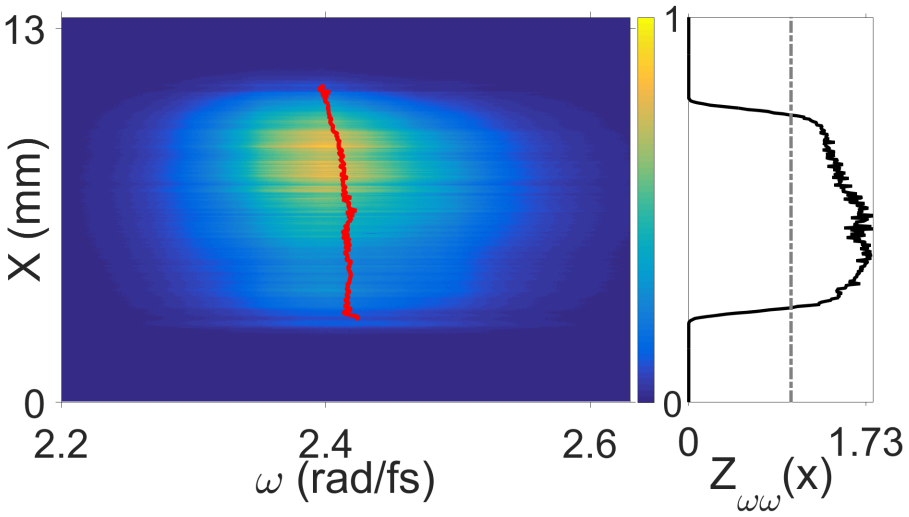


FIGURE 6.17: Intensité spatio-spectrale de l'impulsion XPW. $\omega_{0,XPW}(x)$ est tracée en rouge tandis que $Z_{\omega\omega}(x)$ est tracé sur le coté.

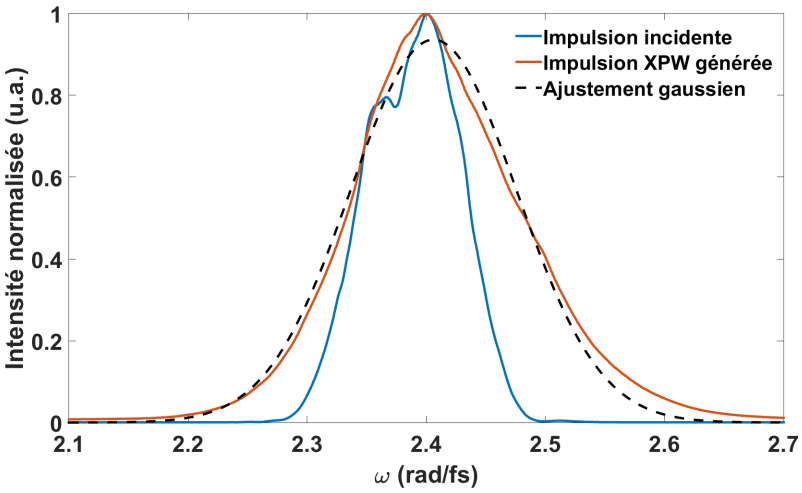


FIGURE 6.18: Intensité spectrale intégrée spatialement de l'impulsion XPW (en rouge) et du fondamental (en bleu). La courbe en pointillés noirs représentent l'ajustement du profil de l'impulsion XPW par une fonction gaussienne.

Même si on ne peut en déduire la valeur des couplages par les méthodes exposées en parties 3.1.3 et 3.2.1, on peut essayer de les estimer numériquement par simulation en reprenant

les paramètres de l'impulsion d'entrée. La VSBS observée est très importante allant du maximum théorique ($\sqrt{3}$) à 1. L'impact de la courbure spatiale pour augmenter $Z_{\omega\omega}(x)$ et donc la pente permet de bien mettre en évidence la présence des deux couplages. Il s'agit bien de courbure et non de dispersion puisque l'on a vérifié la compression temporelle au centre au préalable.

Les valeurs de couplage retenus pour la TGDD et la WFD sont respectivement : $\gamma_{x\omega^2} = 1$ (soit 38 fs^2/mm) et $\gamma_{x\omega} = 0,4$ (soit un PFT de 2,4 fs/mm). Les résultats de la simulation sont représentés par les courbes en pointillés jaune sur la figure 6.17. Autant le comportement de la VSBS est reproductible (petit écart résiduel), autant le comportement exact de $\omega_0(x)$ n'a pas pu être reproduit par les simulations numériques. Cependant, on retrouve un comportement quadratique aussi mais pas dans le bon sens. Ces valeurs de couplages donnent un R_I de 55%. L'impulsion perd donc près de la moitié de son intensité maximale seulement à cause de ces distorsions spatio-temporelles.

Analyse de l'origine des couplages Les conventions des angles et de leurs noms sont indiqués sur la figure 6.19. Comme cela a été montré dans [37], [39], l'introduction de dispersion angulaire par un désalignement d'un angle ϵ_y d'un réseau du compresseur est bien connue. L'effet de la rotation autour de l'axe x est peut-être moins connu mais il peut expliquer la variation spatiale de largeur de bande spectrale de l'impulsion XPW observée. En effet, on peut comprendre cette rotation d'angle ϵ_x comme une augmentation linéaire de la distance entre les deux réseaux le long de l'axe y. Or cette distance détermine linéairement la dispersion spectrale nécessaire pour recomprimer l'impulsion. On a donc une différence de dispersion entre le haut et le bas du faisceau $\Delta\phi^{(2)}$ ce que l'on a défini comme de la TGDD.

Toutefois, je rappelle que la dimension observée dans le spectro-imageur est la x. Une explication probable de ce transfert de couplage d'une dimension transverse à l'autre serait un alignement imparfait d'ascenseurs croisés sur la ligne de transport. En effet, une mesure de la puissance avant et après l'ascenseur croisé avec un polariseur a montré un défaut de 3°. Cela signifie que le couplage sur la dimension x est projeté à hauteur de 5% sur la dimension y et vice-versa. La TGDD introduite par un angle ϵ_x sur la dimension y s'exprime analytiquement

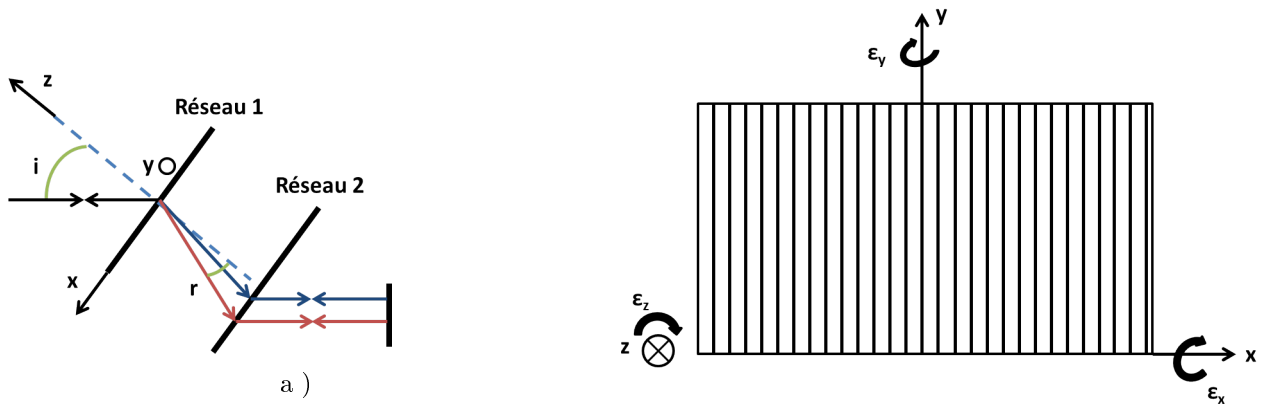


FIGURE 6.19: a) Vue de dessus du trajet d'une impulsion femtoseconde dans une paire de réseaux d'un compresseur. Les flèches bleues représentent de courtes longueurs d'ondes tandis que les flèches rouges sont pour les plus longues longueurs d'onde. b) Définition des axes et angles de désalignement d'un réseau de diffraction.

par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta\phi^{(2)}}{\Delta y} = 2.\tan(\epsilon_x).\phi_c^{(2)} \tag{6.2.1}$$

Où $\Delta\phi^{(2)}$ est la variation de dispersion introduite le long du faisceau de diamètre Δx et $\phi_c^{(2)}$ est la dispersion par unité de longueur introduite par le compresseur. Dans notre cas, cette dernière vaut -4680 fs^2/mm. La projection du couplage à 5% sur l'axe x donnerait une valeur de TGDD sur l'axe Y de 760 fs^2/mm. Cela correspondrait à un défaut d'angle ϵ_x de 9 ° dans le compresseur. Cet angle est beaucoup trop fort et cette explication n'est donc pas la bonne.

En fait, un angle ϵ_y peut introduire également de la TGDD. Le schéma de la figure 6.20 représente la différence de chemin optique pour deux rayons séparés d'un diamètre D. Celui le plus haut parcourt plus de distance et donc acquiert plus de dispersion. La TGDD introduite sur l'axe x est donc directement :

$$TGDD_x = 2.\tan(\epsilon_y).\phi_c^{(2)} \tag{6.2.2}$$

La TGDD simulée pour ajuster le profil XPW expérimentalement obtenu est de 38,5 fs^2/mm. Cela correspondrait à un défaut d'angle ϵ_y dans le compresseur de 0,25° ce qui est beaucoup plus plausible comme explication. En effet, cela correspond à la limite d'alignement à la main du compresseur. En termes de chronologie, ces mesures ont été effectuées au début de la rédaction de ce manuscrit. Je n'ai donc pas eu le temps d'essayer de rétroagir pour corriger ce désalignement mais c'est l'objectif principal visé prochainement.

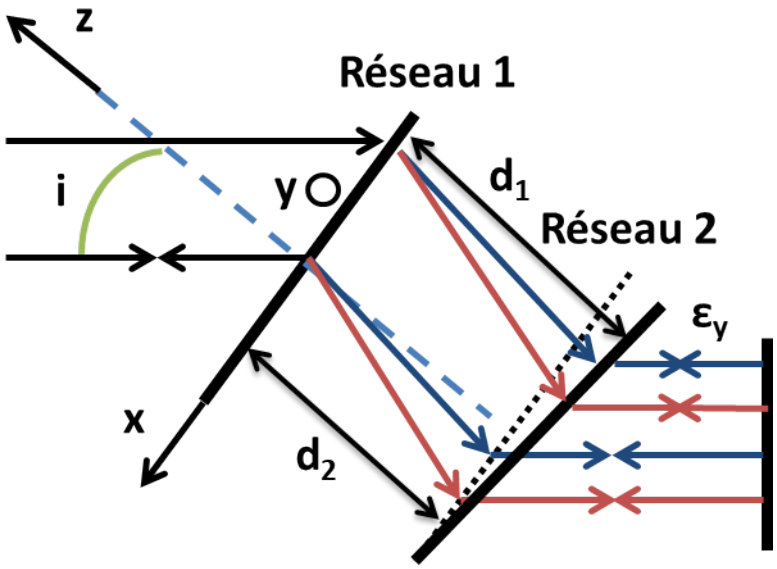


FIGURE 6.20: Schéma du compresseur avec un angle ϵ_y.

Mesure selon la dimension verticale dans le compresseur

Une mesure complémentaire a été effectuée pour la dimension y, verticale dans le compresseur donc le long des traits des réseaux de diffraction. La figure 6.21 montre l'intensité spatio-spectrale de l'impulsion selon y en sortie du compresseur. Celui-ci présente déjà des CST, à savoir un faible SPC (courbe rouge) et une faible VSBS linéaire.

L'impulsion XPW générée à partir de celle-ci est représentée sur la figure 6.22. Tout d'abord, l'élargissement spectral moyen représenté sur la figure 6.23a est proche de 1,1. Etant donné que l'on focalise les impulsions sur la fente du spectro-imageur, on réalise la moyenne selon x pour mesurer y. L'élargissement spectral est donc limité par la VSBS observée selon l'autre dimension. Par ailleurs, il n'y en a pas sur le profil XPW de la dimension y. Cela confirme qu'il ne s'agit pas d'un problème de désalignement de périscope projetant les couplages de y sur x.

$I_{XPW}(y,\omega)$ présente une pulsation centrale variant quadratiquement le long du faisceau. Cette dernière observation est représentée plus clairement sur la figure 6.23b. Ce comportement ne correspond pas à quelque chose de déjà identifié mais cela parait normal au vu du profil de l'impulsion incidente. On retrouve toutefois le même comportement de $\omega_0(y)$ que pour la dimension X. Comme le montre la figure 6.23b, le comportement quadratique est très bien identifié (r^2=0,88) mais ne peut être reproduit en simulation. Cela pourrait correspondre à la combinaison de TGDD et de WFD mais la courbure n'est jamais orientée de cette manière sans VSBS significative. L'effet est faible avec une pulsation centrale variant de 781 à 782 nm.

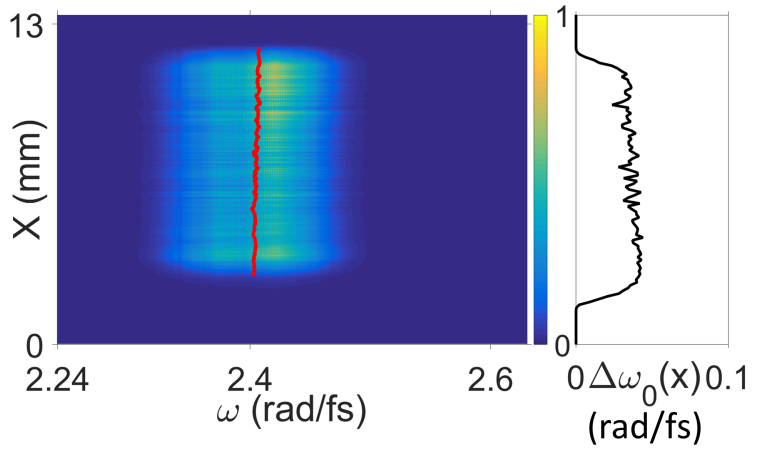


FIGURE 6.21: Intensité spatio-spectrale I(ω,y) de l'impulsion en sortie de compresseur. $\omega_0(y)$ est tracée en rouge tandis que $\Delta\omega_0(y)$ est tracée sur le côté.

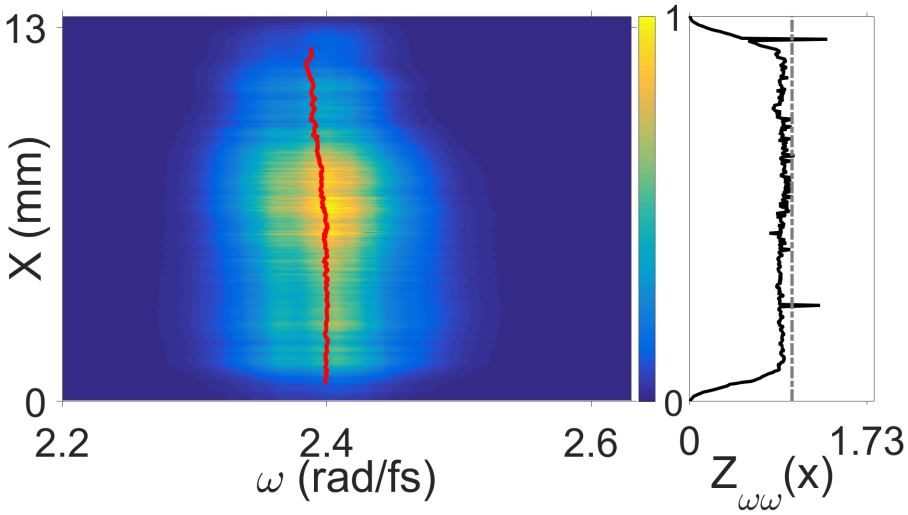


FIGURE 6.22: Intensité spatio-spectrale de l'impulsion XPW. $\omega_0(y)$ est tracée en rouge tandis que $Z_{\omega\omega}(y)$ est tracée sur le côté.

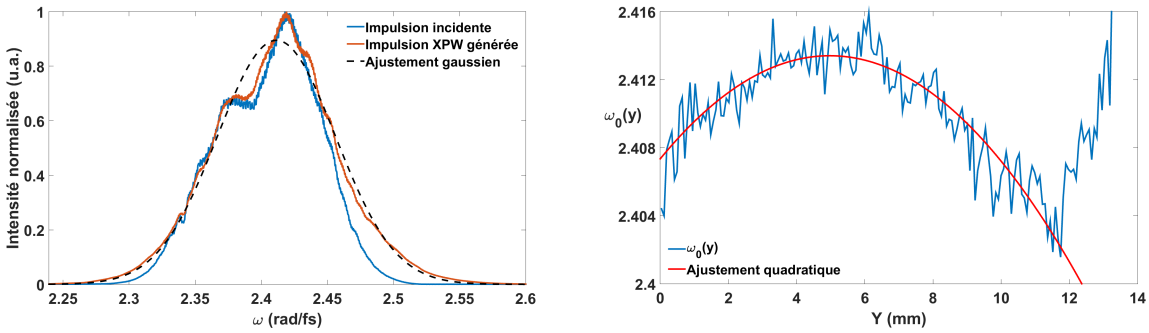


FIGURE 6.23: a) Intensité spectrale intégrée spatialement de l'impulsion XPW (en rouge) et du fondamental (en bleu). La courbe en pointillés noirs représentent l'ajustement du profil de l'impulsion XPW par une fonction gaussienne. b) Pulsation centrale de l'impulsion XPW en fonction de la position y dans le faisceau. L'ajustement par une fonction quadratique est tracé en rouge.

Conclusion sur la mesure du laser en sortie d'amplificateur

Les mesures sur le laser de la salle noire 3.0 du LOA ont permis de mettre en évidence plusieurs CST en mono-coup. Si la présence de WFD sur la dimension horizontale du faisceau est un problème classique pour les compresseurs à réseaux, la mesure de la présence de TGDD

est une première à ma connaissance. L'analyse des spectres XPW selon les deux dimensions a permis d'identifier l'origine du couplage.

Conclusion sur les résultats expérimentaux obtenus avec CROISSANT

La mesure du spectre XPW d'une impulsion passant par un prisme a montré la capacité mono-coup de CROISSANT. On a ainsi pu observer du SPC, le symptôme de la WFD, et une VSBS linéaire, symptôme de la TGDD. Cette observation a été réalisée seulement avec la courbure spatiale intrinsèque aux faisceaux gaussiens et sans rajouter de dispersion.

Le phénomène du décalage du maximum de $Z_{\omega\omega}$ a aussi été observé et confirme la nécessité d'une caractérisation spatio-temporelle de l'impulsion.

La caractérisation de l'impulsion en sortie d'amplificateur CPA a été aussi effectuée. Des couplages ont été observés sur le spectre XPW ce qui a permis d'identifier la nature des couplages sur l'impulsion. Cette technique est d'autant plus rapide qu'aucun traitement numérique n'est nécessaire à l'observation des marqueurs $\omega_0(x)$ et $Z_{\omega\omega}(x)$. Cet aspect mono-coup a ainsi permis d'identifier la cause des couplages qui repose dans le désalignement d'un réseau de diffraction dans le compresseur.

6.3 Conclusion et comparaison des 2 techniques de caractérisation spatio-temporelle présentées

Dans ce manuscrit, j'ai présenté deux différentes techniques de caractérisation spatio-temporelle d'impulsions femtosecondes : CROISSANT et SRSI-ETE. J'ai décrit des résultats expérimentaux pour les deux techniques qui ont montré chacunes des avantages et inconvénients différents. Je récapitule dans ce chapitre ceux-ci en les divisant en trois catégories : le principe des techniques (hypothèses de travail, dispositif expérimental,..) , le traitement de données associé et leurs performances.

6.3.1 Principe des techniques

Comparer ces deux techniques n'a de sens que si l'on rappelle ce que chacune peut et surtout ne peut pas mesurer. De son coté, SRSI-ETE a pour objectif de caractériser spatio-temporellement l'impulsion seulement selon une dimension transverse. Elle permet également de mesurer le contraste temporel et éventuellement la phase spatiale mais cela n'a pas été étudié dans ce manuscrit. La phase spatio-spectrale est ainsi entièrement mesurable et on peut mesurer la durée d'impulsion.

CROISSANT ne permet pas de caractériser spatio-temporellement mais plutôt d'identifier en mono-coup les distorsions affectant une impulsion femtoseconde et identifier si l'impulsion est comprimée spatio-temporellement. On peut observer l'impact de la phase spatio-spectrale sur le spectre XPW mais on ne peut mettre de chiffres sur celle-ci. Le contraste temporel n'est pas non plus observable. Le tableau 6.1 récapitule ceci :

Mesure	SRSI-ETE	CROISSANT
Méthode de mesure	Mono-coup	Mono-coup
CST	2D	2D
Contraste temporel	Oui	Non
Durée d'impulsion	Oui	Possible
Phase spatiale	A vérifier	Non

TABLE 6.1: Tableau résumant les informations que peuvent mesurer chaque technique.

Dispositif expérimental

A ce niveau, SRSI-ETE est plus compliqué simplement par la présence de l'effet non-linéaire qu'il faut optimiser. Les périscopes croisés peuvent être sources de perturbations pour la phase spatiale, la polarisation et ne sont pas évidents à aligner. Une calibration 2D du spectro-imageur est nécessaire même si elle n'a pas besoin d'être aussi précise que pour le SPIDER-2D par exemple où la moindre erreur sur le délai est critique. Enfin, l'équilibrage de l'énergie dans l'interféromètre est une attention supplémentaire à prendre en compte. Il faut avoir la bonne énergie pour l'effet non-linéaire et s'assurer d'équilibrer la ligne à retard.

En comparaison, CROISSANT est bien plus simple. Seuls un cristal pour l'effet non-linéaire et un spectromètre-imageur suffisent. La calibration est toujours nécessaire et demeure le seul point à garantir.

Hypothèses de travail

La partie 2 a permis de définir la zone de mesure valable pour SRSI-ETE. Pour reconstruire et converger vers la bonne impulsion, l'algorithme a besoin d'une impulsion incidente pas trop

Critère	SRSI-ETE	CROISSANT
Résolution temporelle (fs)	3,5 ou 16	Aucune
Dynamique	$\leq 10^{-9}$	Aucune
Excursion (ps)	± 8 ou ± 37	Aucune
Couplages	Si couplages faibles	Identification mono-coup
Montage	Moyen	Facile
Données	++	+

TABLE 6.2: Tableau résumant les différences de performances entre SRSI-ETE et CROISSANT.

loin de la compression optimale et avec de faibles distorsions.

Au contraire des deux précédentes, CROISSANT n'a besoin d'aucune hypothèse sur l'impulsion incidente pour fonctionner. L'observation des spectres XPW et fondamental permet d'identifier les distorsions spatio-temporelles.

6.3.2 Traitement de données

La principale motivation d'explorer les deux techniques est l'aspect mono-coup de ces mesures. Ainsi, seulement une image suffit à obtenir les données. Dans le cas de SRSI-ETE, le traitement en l'état actuel peut prendre quelques minutes pour la caractérisation spatio-temporelle mais le contraste temporel est quasi-observable en temps réel. Dans le cas du diagnostic par effet XPW, on est exactement dans du temps réel puisque les grandeurs $\omega_0(x)$ et $\Delta\omega_{XPW/0}(x)$ sont observables sur les images brutes. Cela permet ainsi aux lasséristes de rétroagir directement sur les sources de distorsions.

Obtenir une mesure d'une impulsion femtoseconde ne sert pas si on n'est pas certain de la fiabilité du résultat. Les deux techniques reposent sur le même principe : le spectre XPW. Pour SRSI-ETE, il est ainsi inutile de réaliser une mesure d'interférométrie si une simple observation du spectre XPW montre qu'il y a trop distorsions. CROISSANT permet alors d'identifier et corriger les distorsions.

6.3.3 Performances de mesure

CROISSANT ne peut donner de valeurs de distorsions directement mais permet d'identifier en mono-coup la nature des couplages en regardant le spectre XPW. Identifier la nature du couplage permet ensuite de définir la cause du couplage et donc de le corriger.

En termes de performances pures, le tableau 6.2 résume les avantages et inconvénients de chaque technique. Pour une mesure flexible et rapide permettant d'estimer l'intensité au foyer à chaque tir laser, on choisira CROISSANT. La mesure SRSI-ETE sera plutôt utilisée pour obtenir une mesure mono-coup du contraste temporel de l'impulsion ou, si les distorsions sont suffisamment faibles, mesurer ces CST sur l'impulsion.

Conclusion et perspectives

Au début de cette thèse, l'objectif était de répondre à la question suivante : comment mesurer la forme spatio-temporelle d'une impulsion femtoseconde et garantir que la majorité de l'énergie de l'impulsion se trouve dans la tache focale ? En parallèle, il fallait également pouvoir mesurer le contraste temporel de l'impulsion sur une plage temporelle de plusieurs dizaines de ps et avec une dynamique de près de 10^{10}.

La technique SRSI-ETE répond à ce deuxième point en permettant la mesure sur ± 37 ps et une dynamique de 10^8 voire 10^9. Celle-ci a montré que l'on pouvait obtenir ces performances en mono-coup et indépendamment des distorsions spatio-temporelles affectant l'impulsion. La courbe de contraste peut posséder des artefacts qui sont facilement identifiables grace à la transformée de Fourier 2D de l'interférogramme qui fournit une nouvelle information spatio-temporelle du contraste.

Concernant le premier point, j'ai mené l'étude théorique de la technique SRSI-ETE et notamment du filtrage non-linéaire par effet XPW. Prises séparément, les distorsions spatio-temporelles sont bien filtrées et remplissent les conditions pour une reconstruction par un algorithme transposé de la technique SRSI. La combinaison des distorsions affecte toutefois trop fortement l'impulsion XPW et en pratique, l'algorithme n'est pas arrivé à reconstruire la forme spatio-temporelle de l'impulsion. Dès que les distorsions à mesurer sont trop fortes, le filtrage non-linéaire par effet XPW est trop affecté et l'intensité spatio-spectrale de l'impulsion XPW présente elle-même de nouvelles distorsions spatio-spectrales.

Des simulations numériques de l'effet XPW développées lors de cette thèse ont montré qu'en fonction de certaines combinaisons de distorsions, le spectre XPW présente des distorsions spatio-spectrales résumées sur la figure 6.24. Le graphique a) est le spectre du fondamental et les spectres b à h sont ceux de l'impulsion XPW générée à partir du fondamental excepté pour les graphiques d et g qui sont les résultats expérimentaux obtenus dans cette thèse. Pour la WFD et le PFC, le spectre XPW ne présente pas de distorsions mais l'ajout de dispersion ou de courbure spatiale permet d'en générer. Pour la TGDD, le spectre XPW est directement modifié. Les distorsions spatio-spectrales sur le spectre XPW sont multipliées dans une certaine mesure par la présence de dispersion ou de courbure spatiale.

Le spectre XPW permet ainsi d'identifier ces distorsions spatio-temporelles avec une grande précision (R_I >0,9 pour la plupart des couplages). Cette précision est garantie en observant la largeur de bande spectrale de l'impulsion XPW qui est maximale lorsque l'impulsion est comprimée et avec des distorsions spatio-temporelles minimes ou nulles.

Il s'agit donc d'une nouvelle technique de diagnostic spatio-temporelle d'impulsions femtoseconde, baptisée CROISSANT.

Les résultats expérimentaux pour cette nouvelle technique ont pu mettre en évidence la présence de couplages sur l'impulsion en sortie de compresseur du laser. L'aspect mono-coup de la technique a permis d'identifier la source des couplages.

Enfin, le thème de recherche du groupe dans lequel j'ai effectué ma thèse est la physique du cycle optique. Il faudra donc éprouver CROISSANT sur des impulsions ultracourtes (< 5fs). L'acceptance spectrale du cristal XPW est suffisamment large pour ne pas introduire d'abberations chromatiques lors de la génération de l'impulsion XPW.

Eprouver la technique sur une chaine PW au faible taux de répétition permettra de tirer parti de l'aspect mono-coup pour caractériser des couplages spatio-temporels qui ont un impact drastique sur l'intensité au foyer.

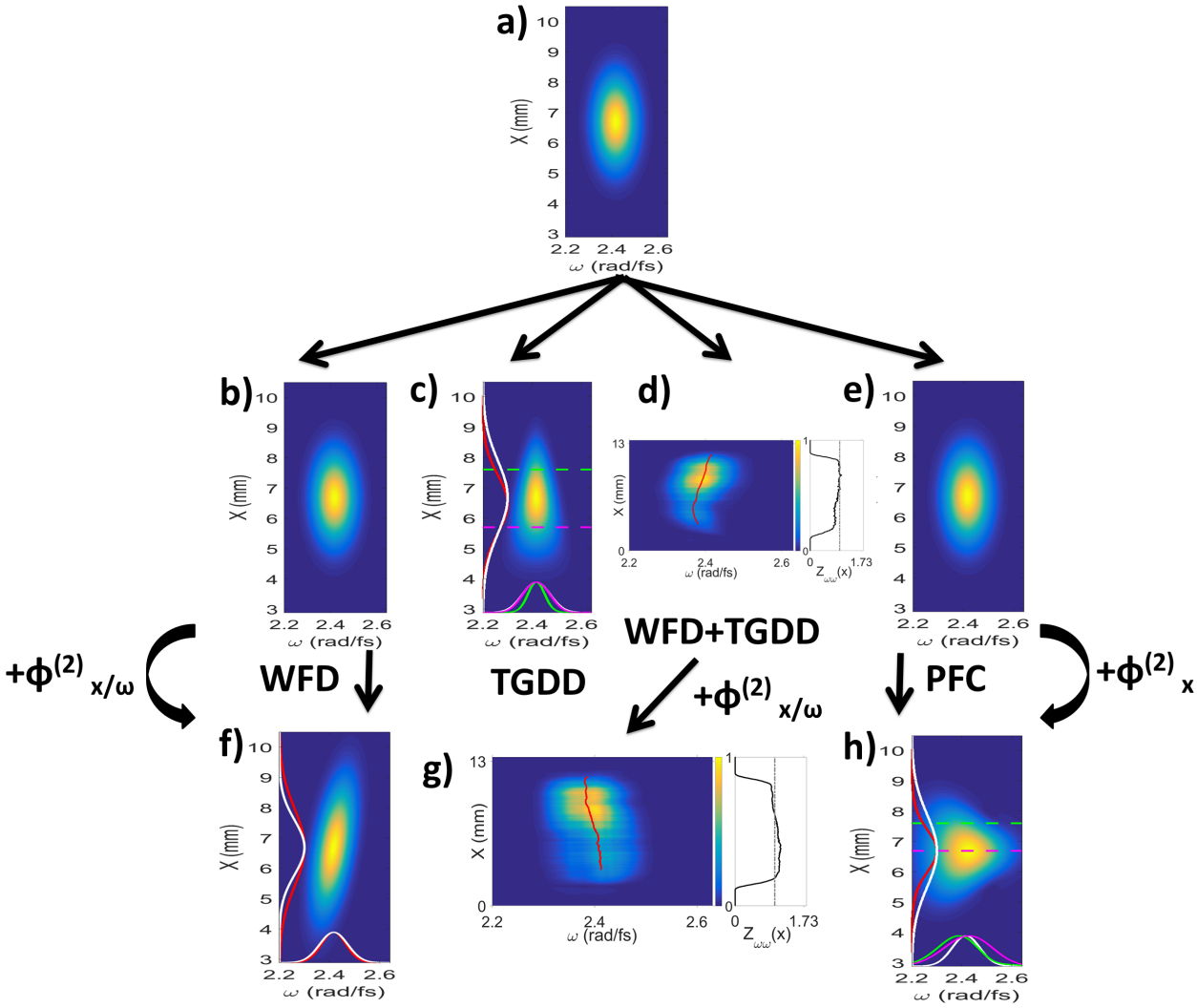


FIGURE 6.24: a) Intensité spatio-spectrale du fondamental. En présence de distorsions, le spectre XPW généré est représenté sur les graphiques b à e. Le graphique d) est une mesure expérimentale. f) Spectre XPW simulé avec WFD et dispersion ou courbure. g) Spectre XPW mesuré en présence des couplages du graphique d). h) Spectre XPW simulé avec PFC et dispersion ou courbure.

Annexe A

Calcul de la TGDD introduite par un prisme

La figure A.1 représente le schéma du trajet de rayons d'un faisceau dans un prisme d'angle en coin a. On suppose que celui-ci a une incidence de 45°, un diamètre D.

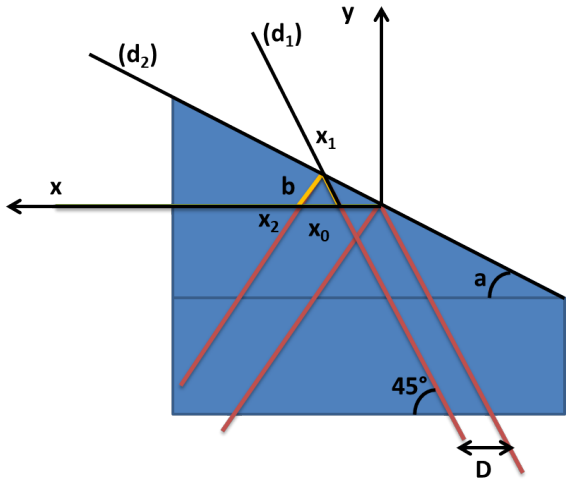


FIGURE A.1: Schéma du trajet d'un faisceau dans un prisme avec un angle d'incidence de 45°.

La partie gauche du faisceau traverse plus de matériau donc acquiert plus de dispersion. Cette distance supplémentaire est marquée en jaune. Comme a est faible, on peut faire l'approximation que la distance supplémentaire L vaut $2b$. On peut calculer b en utilisant le triangle rectangle formé par là où le faisceau est réfléchi par la face arrière du prisme en x_1, x_0 la projection de ce point sur l'axe x et le point où le faisceau passe en-dessous de l'axe x en x_2.

x_0 est le point pour lequel les droites $(d1)$ et $(d2)$ se croisent. On a donc :

$$(d_1) : y = x - D \tag{A.0.1}$$

$$(d_2) : y = \tan(a)x \tag{A.0.2}$$

$$x_0 = \frac{D}{1 - \tan(a)} \tag{A.0.3}$$

$$L = 2(x_0 - D)/\sin(45) \tag{A.0.4}$$

$$L = \frac{4.D.\tan(a)}{\sqrt{2}(1 - \tan(a))} \tag{A.0.5}$$

La TGDD introduite s'écrit :

$$TGDD = \frac{\phi^{(2)}_{BK-7}}{L} \tag{A.0.6}$$

Pour un diamètre de 9 mm, un prisme en BK-7, d'angle en coin 3,9°, on obtient TGDD≈ 9,5 fs^2/mm.

Bibliographie

[1] D. Strickland et G. Mourou, « Compression of amplified chirped optical pulses », *Optics Communications*, t. 56, n° 3, p. 219-221, déc. 1985. doi : 10.1016/0030-4018(85)90120-8.

[2] H. C. Kapteyn, A. Szoke, R. W. Falcone et M. M. Murnane, « Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering », *Optics Letters*, t. 16, n° 7, p. 490, 1er avr. 1991. doi : 10.1364/OL.16.000490.

[3] B. Dromey, S. Kar, M. Zepf et P. Foster, « The Plasma Mirror—A Subpicosecond Optical Switch for Ultrahigh Power Lasers », *Review of Scientific Instruments*, t. 75, n° 3, p. 645-649, 18 fév. 2004. doi : 10.1063/1.1646737.

[4] A. Lévy, T. Ceccotti, P. D'Oliveira, F. Réau, M. Perdrix, F. Quéré, P. Monot, M. Bougeard, H. Lagadec, P. Martin, J.-P. Geindre et P. Audebert, « Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses », *Opt. Lett., OL*, t. 32, n° 3, p. 310-312, 1er fév. 2007. doi : 10.1364/OL.32.000310.

[5] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre et T. Wittmann, « Complete Characterization of a Plasma Mirror for the Production of High-Contrast Ultraintense Laser Pulses », *Phys. Rev. E*, t. 69, n° 2, p. 026 402, 9 fév. 2004. doi : 10.1103/PhysRevE.69.026402.

[6] C. Thaury, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. d'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks et P. Martin, « Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics », *Nature Phys*, t. 3, n° 6, p. 424-429, juin 2007. doi : 10.1038/nphys595.

[7] M. Thévenet, A. Leblanc, S. Kahaly, H. Vincenti, A. Vernier, F. Quéré et J. Faure, « Vacuum laser acceleration of relativistic electrons using plasma mirror injectors », *Nature Phys*, t. 12, n° 4, p. 355-360, avr. 2016. doi : 10.1038/nphys3597.

[8] N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson et G. D. Enright, « Harmonic generation in CO $_2$ laser target interaction », *Applied Physics Letters*, t. 31, n° 3, p. 172-174, août 1977. doi : 10.1063/1.89628.

[9] R. L. Carman, C. K. Rhodes et R. F. Benjamin, « Observation of Harmonics in the Visible and Ultraviolet Created in C${\mathrm{O}}_{2}$-Laser-Produced Plasmas », *Phys. Rev. A*, t. 24, n° 5, p. 2649-2663, 1er nov. 1981. doi : 10.1103/PhysRevA.24.2649.

[10] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer et C. K. Rhodes, « Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 4, n° 4, p. 595-601, 1er avr. 1987. doi : 10.1364/JOSAB.4.000595.

[11] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher et F. Krausz, « Attosecond metrology », *Nature*, t. 414, n° 6863, p. 509-513, nov. 2001. doi : 10.1038/35107000.

[12] J. A. Wheeler, A. Borot, S. Monchocé, H. Vincenti, A. Ricci, A. Malvache, R. Lopez-Martens et F. Quéré, « Attosecond lighthouses from plasma mirrors », *Nature Photonics*, t. 6, n° 12, p. 829-833, déc. 2012. doi : 10.1038/nphoton.2012.284.

[13] H. Vincenti et F. Quéré, « Attosecond Lighthouses : How To Use Spatiotemporally Coupled Light Fields To Generate Isolated Attosecond Pulses », *Phys. Rev. Lett.*, t. 108, n° 11, p. 113 904, 16 mar. 2012. doi : 10.1103/PhysRevLett.108.113904.

[14] M. Chini, K. Zhao et Z. Chang, « The generation, characterization and applications of broadband isolated attosecond pulses », *Nature Photon*, t. 8, n° 3, p. 178-186, mar. 2014. doi : 10.1038/nphoton.2013.362.

[15] T. J. Hammond, G. G. Brown, K. T. Kim, D. M. Villeneuve et P. B. Corkum, « Attosecond pulses measured from the attosecond lighthouse », *Nature Photon*, t. 10, n° 3, p. 171-175, mar. 2016. doi : 10.1038/nphoton.2015.271.

[16] T. Oksenhendler, P. Bizouard, O. Albert, S. Bock et U. Schramm, « High dynamic, high resolution and wide range single shot temporal pulse contrast measurement », *Opt. Express*, t. 25, n° 11, p. 12 588, 29 mai 2017. doi : 10.1364/OE.25.012588.

[17] T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget, V. Crozatier, S. Grabielle, R. Herzog, O. Gobert et D. Kaplan, « Self-referenced spectral interferometry », *Applied Physics B*, t. 99, n° 1-2, p. 7-12, avr. 2010. doi : 10.1007/s00340-010-3916-y.

[18] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Springer US, 2000, isbn : 978-1-4020-7066-2. doi : 10.1007/978-1-4615-1181-6.

[19] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Elsevier, 1er juin 2013, 871 p., isbn : 978-1-4831-0320-4.

[20] M. Joffre, *Optique non-linéaire*. 2014. adresse : https://www.enseignement.polytechnique.fr/profs/physique/Manuel.Joffre/onl/cours.pdf.

[21] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Third. Roberts & company, 2005.

[22] C. Iaconis et I. A. Walmsley, « Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses », *Opt. Lett., OL*, t. 23, n° 10, p. 792-794, 15 mai 1998. doi : 10.1364/OL.23.000792.

[23] C. Iaconis et I. Walmsley, « Self-Referencing Spectral Interferometry for Measuring Ultrashort Optical Pulses », *IEEE J. Quantum Electron.*, t. 35, n° 4, p. 501-509, avr. 1999. doi : 10.1109/3.753654.

[24] C. Dorrer, « Implementation of spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction with a simultaneously recorded reference interferogram », *Opt. Lett., OL*, t. 24, n° 21, p. 1532-1534, 1er nov. 1999. doi : 10.1364/OL.24.001532.

[25] A. Müller et M. Laubscher, « Spectral phase and amplitude interferometry for direct electric-field reconstruction », *Opt. Lett., OL*, t. 26, n° 23, p. 1915-1917, 1er déc. 2001. doi : 10.1364/OL.26.001915.

[26] D. Kane et R. Trebino, « Characterization of Arbitrary Femtosecond Pulses Using Frequency-Resolved Optical Gating », *IEEE J. Quantum Electron.*, t. 29, n° 2, p. 571-579, Feb./1993. doi : 10.1109/3.199311.

[27] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richman et D. J. Kane, « Measuring Ultrashort Laser Pulses in the Time-Frequency Domain Using Frequency-Resolved Optical Gating », *Review of Scientific Instruments*, t. 68, n° 9, p. 3277-3295, 1er sept. 1997. doi : 10.1063/1.1148286.

[28] R. Trebino et D. J. Kane, « Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses : frequency-resolved optical gating », *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, t. 10, n° 5, p. 1101-1111, 1er mai 1993. doi : 10.1364/JOSAA.10.001101.

[29] K. W. DeLong, R. Trebino, J. Hunter et W. E. White, « Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 11, n° 11, p. 2206-2215, 1er nov. 1994. doi : 10.1364/JOSAB.11.002206.

[30] A. Baltuska, M. Pshenichnikov et D. Wiersma, « Second-Harmonic Generation Frequency-Resolved Optical Gating in the Single-Cycle Regime », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, t. 35, n° 4, p. 459-478, avr. 1999. doi : 10.1109/3.753651.

[31] S. Akturk, C. D'Amico et A. Mysyrowicz, « Measuring ultrashort pulses in the single-cycle regime using frequency-resolved optical gating », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 25, n° 6, A63-A69, 1er juin 2008. doi : 10.1364/JOSAB.25.000A63.

[32] T. Tsang, M. A. Krumbügel, K. W. Delong, D. N. Fittinghoff et R. Trebino, « Frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generation », *Opt Lett*, t. 21, n° 17, p. 1381-1383, 1er sept. 1996. doi : 10.1364/ol.21.001381. pmid : 19876359.

[33] G. Ramos-Ortiz, M. Cha, S. Thayumanavan, J. Mendez, S. Marder et B. Kippelen, « Ultrafast-Pulse Diagnostic Using Third-Order Frequency-Resolved Optical Gating in Organic Films », *Applied Physics Letters*, t. 85, 18 oct. 2004. doi : 10.1063/1.1807952.

[34] J. N. Sweetser, D. N. Fittinghoff et R. Trebino, « Transient-grating frequency-resolved optical gating », *Opt. Lett., OL*, t. 22, n° 8, p. 519-521, 15 avr. 1997. doi : 10.1364/OL.22.000519.

[35] I. A. Walmsley et C. Dorrer, « Characterization of ultrashort electromagnetic pulses », *Adv. Opt. Photon., AOP*, t. 1, n° 2, p. 308-437, 30 avr. 2009. doi : 10.1364/AOP.1.000308.

[36] S. Akturk, X. Gu, P. Gabolde et R. Trebino, « The general theory of first-order spatio-temporal distortions of Gaussian pulses and beams », *Opt. Express, OE*, t. 13, n° 21, p. 8642-8661, 17 oct. 2005. doi : 10.1364/OPEX.13.008642.

[37] O. E. Martinez, « Pulse distortions in tilted pulse schemes for ultrashort pulses », *Optics Communications*, t. 59, n° 3, p. 229-232, sept. 1986. doi : 10.1016/0030-4018(86)90290-7.

[38] Z. Bor, B. Racz, G. Szabo, M. Hilbert et H. A. Hazim, « Femtosecond Pulse Front Tilt Caused by Angular Dispersion », *OE*, t. 32, n° 10, p. 2501-2505, oct. 1993. doi : 10.1117/12.145393.

[39] G. Pretzler, A. Kasper et K. Witte, « Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers », *Applied Physics B : Lasers and Optics*, t. 70, n° 1, p. 1-9, 1er jan. 2000. doi : 10.1007/s003400050001.

[40] Z. Bor, « Distortion of Femtosecond Laser Pulses in Lenses and Lens Systems », *Journal of Modern Optics*, t. 35, n° 12, p. 1907-1918, déc. 1988. doi : 10.1080/713822325.

[41] J. Wyant et K. Creath, « Basic Wavefront Aberration Theory for Optical Metrology », *Appl Optics Optical Eng*, t. 11, 1er jan. 1992.

[42] V. Gallet, « Dispositifs expérimentaux pour la caractérisation spatio-temporelle de chaines laser femtosecondes haute-puissance », Paris XI, 26 sept. 2014. adresse : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01084002 (visité le 15/11/2019).

[43] C. Dorrer, « Spatiotemporal Metrology of Broadband Optical Pulses », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, t. 25, n° 4, p. 1-16, juil. 2019. doi : 10.1109/JSTQE.2019.2899019.

[44] C. Bourassin-Bouchet, M. Stephens, S. de Rossi, F. Delmotte et P. Chavel, « Duration of ultrashort pulses in the presence of spatio-temporal coupling », *Opt. Express*, t. 19, n° 18, p. 17 357, 29 août 2011. doi : 10.1364/OE.19.017357.

[45] B. Alonso, i. J. Sola, s. Varela, J. Hernández-Toro, C. Méndez, J. San Román, A. Zaïr et L. Roso, « Spatiotemporal amplitude-and-phase reconstruction by Fourier-transform of interference spectra of high-complex-beams », *Journal of the Optical Society of America B*, t. 27, n° 5, p. 933, 1er mai 2010. doi : 10.1364/JOSAB.27.000933.

[46] B. Alonso, M. Miranda, i. J. Sola et H. Crespo, « Spatiotemporal characterization of few-cycle laser pulses », *Opt. Express, OE*, t. 20, n° 16, p. 17 880-17 893, 30 juil. 2012. doi : 10.1364/OE.20.017880.

[47] P. Bowlan, P. Gabolde, A. Shreenath, K. McGresham, R. Trebino et S. Akturk, « Crossed-beam spectral interferometry : a simple, high-spectral-resolution method for completely characterizing complex ultrashort pulses in real time », *Optics Express*, t. 14, n° 24, p. 11 892, 2006. doi : 10.1364/OE.14.011892.

[48] P. Bowlan, P. Gabolde, M. A. Coughlan, R. Trebino et R. J. Levis, « Measuring the spatiotemporal electric field of ultrashort pulses with high spatial and spectral resolution », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 25, n° 6, A81-A92, 1er juin 2008. doi : 10.1364/JOSAB.25.000A81.

[49] P. Bowlan, P. Gabolde et R. Trebino, « Directly measuring the spatio-temporal electric field of focusing ultrashort pulses », *Opt. Express, OE*, t. 15, n° 16, p. 10 219-10 230, 6 août 2007. doi : 10.1364/OE.15.010219.

[50] P. Bowlan, H. Valtna-Lukner, M. Lõhmus, P. Piksarv, P. Saari et R. Trebino, « Measuring the spatiotemporal field of ultrashort Bessel-X pulses », *Opt. Lett., OL*, t. 34, n° 15, p. 2276-2278, 1er août 2009. doi : 10.1364/OL.34.002276.

[51] O. Mendoza-Yero, B. Alonso, O. Varela, G. Mínguez-Vega, i. J. Sola, J. Lancis, V. Climent et L. Roso, « Spatio-temporal characterization of ultrashort pulses diffracted by circularly symmetric hard-edge apertures : theory and experiment », *Opt. Express, OE*, t. 18, n° 20, p. 20 900-20 911, 27 sept. 2010. doi : 10.1364/OE.18.020900.

[52] B. Alonso, R. Borrego-Varillas, O. Mendoza-Yero, i. J. Sola, J. S. Román, G. Mínguez-Vega et L. Roso, « Frequency resolved wavefront retrieval and dynamics of diffractive focused ultrashort pulses », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 29, n° 8, p. 1993-2000, 1er août 2012. doi : 10.1364/JOSAB.29.001993.

[53] O. Mendoza-Yero, G. Mínguez-Vega et J. Lancis, « Encoding complex fields by using a phase-only optical element », *Opt. Lett., OL*, t. 39, n° 7, p. 1740-1743, 1er avr. 2014. doi : 10.1364/OL.39.001740.

[54] M. A. Coughlan, M. Plewicki et R. J. Levis, « Spatio-temporal and -spectral coupling of shaped laser pulses in a focusing geometry », *Opt. Express, OE*, t. 18, n° 23, p. 23 973-23 986, 8 nov. 2010. doi : 10.1364/OE.18.023973.

[55] V. Gallet, S. Kahaly, O. Gobert et F. Quéré, « Dual spectral-band interferometry for spatio-temporal characterization of high-power femtosecond lasers », *Opt. Lett., OL*, t. 39, n° 16, p. 4687-4690, 15 août 2014. doi : 10.1364/OL.39.004687.

[56] M. Miranda, T. Fordell, C. Arnold, A. L'Huillier et H. Crespo, « Simultaneous compression and characterization of ultrashort laser pulses using chirped mirrors and glass wedges », *Optics Express*, t. 20, n° 1, p. 688, 2 jan. 2012. doi : 10.1364/OE.20.000688.

[57] M. Miranda, M. Kotur, P. Rudawski, C. Guo, A. Harth, A. L'Huillier et C. L. Arnold, « Spatiotemporal Characterization of Ultrashort Optical Vortex Pulses », *Journal of Modern Optics*, t. 64, S1-S6, sup4 16 déc. 2017. doi : 10.1080/09500340.2016.1257751.

[58] G. Pariente, « Caractérisation spatio-temporelle d'impulsions laser de haute puissance », Paris-Saclay, 5 jan. 2017. adresse : https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01487697 (visité le 15/11/2019).

[59] G. Pariente, V. Gallet, A. Borot, O. Gobert et F. Quéré, « Space–time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams », *Nature Photon*, t. 10, n° 8, p. 547-553, août 2016. doi : 10.1038/nphoton.2016.140.

[60] A. Jeandet, A. Borot, K. Nakamura, S. W. Jolly, A. J. Gonsalves, C. Tóth, H.-S. Mao, W. P. Leemans et F. Quéré, « Spatio-temporal structure of a petawatt femtosecond laser beam », *J. Phys. Photonics*, t. 1, n° 3, p. 035 001, juin 2019. doi : 10.1088/2515-7647/ab250d.

[61] A. Borot et F. Quéré, « Spatio-spectral metrology at focus of ultrashort lasers : a phase-retrieval approach », *Optics Express*, t. 26, n° 20, p. 26 444, 1er oct. 2018. doi : 10.1364/OE.26.026444.

[62] R. Gerchberg et W. O. Saxton, « A Pracitcal Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures. », *Optik*, t. 35, n° 2, p. 237-246, 1972.

[63] K. Varjú, A. Kovács, G. Kurdi et K. Osvay, « High-precision measurement of angular dispersion in a CPA laser », *Appl Phys B*, t. 74, n° S1, s259-s263, juin 2002. doi : 10.1007/s00340-002-0882-z.

[64] S. Akturk, M. Kimmel, P. O'Shea et R. Trebino, « Measuring spatial chirp in ultrashort pulses using single-shot Frequency-Resolved Optical Gating », *Opt. Express, OE*, t. 11, n° 1, p. 68-78, 13 jan. 2003. doi : 10.1364/OE.11.000068.

[65] S. Akturk, M. Kimmel, P. O'Shea et R. Trebino, « Measuring pulse-front tilt in ultrashort pulses using GRENOUILLE », *Opt. Express, OE*, t. 11, n° 5, p. 491-501, 10 mar. 2003. doi : 10.1364/OE.11.000491.

[66] C. Dorrer et I. A. Walmsley, « Simple linear technique for the measurement of space–time coupling in ultrashort optical pulses », *Opt. Lett., OL*, t. 27, n° 21, p. 1947-1949, 1er nov. 2002. doi : 10.1364/OL.27.001947.

[67] J. Bromage, C. Dorrer et J. D. Zuegel, « Angular-dispersion-induced spatiotemporal aberrations in noncollinear optical parametric amplifiers », *Opt. Lett., OL*, t. 35, n° 13, p. 2251-2253, 1er juil. 2010. doi : 10.1364/OL.35.002251.

[68] L. Gallmann, G. Steinmeyer, D. H. Sutter, T. Rupp, C. Iaconis, I. A. Walmsley et U. Keller, « Spatially resolved amplitude and phase characterization of femtosecond optical pulses », *Opt. Lett., OL*, t. 26, n° 2, p. 96-98, 15 jan. 2001. doi : 10.1364/OL.26.000096.

[69] C. Dorrer, E. Kosik et I. Walmsley, « Spatio-temporal characterization of the electric field of ultrashort optical pulses using two-dimensional shearing interferometry », *Applied Physics B*, t. 74, n° S1, s209-s217, juin 2002. doi : 10.1007/s00340-002-0912-x.

[70] C. Dorrer et I. A. Walmsley, « Accuracy criterion for ultrashort pulse characterization techniques : application to spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 19, n° 5, p. 1019-1029, 1er mai 2002. doi : 10.1364/JOSAB.19.001019.

[71] C. Dorrer, « Influence of the calibration of the detector on spectral interferometry », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 16, n° 7, p. 1160-1168, 1er juil. 1999. doi : 10.1364/JOSAB.16.001160.

[72] C. Dorrer, N. Belabas, J.-P. Likforman et M. Joffre, « Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry », *Journal of the Optical Society of America B*, t. 17, n° 10, p. 1795, 1er oct. 2000. doi : 10.1364/JOSAB.17.001795.

[73] E. M. Kosik, A. S. Radunsky, I. A. Walmsley et C. Dorrer, « Interferometric technique for measuring broadband ultrashort pulses at the sampling limit », *Opt. Lett., OL*, t. 30, n° 3, p. 326-328, 1er fév. 2005. doi : 10.1364/OL.30.000326.

[74] A. S. Wyatt, I. A. Walmsley, G. Stibenz et G. Steinmeyer, « Sub-10 fs pulse characterization using spatially encoded arrangement for spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction », *Opt. Lett., OL*, t. 31, n° 12, p. 1914-1916, 15 juin 2006. doi : 10.1364/OL.31.001914.

[75] T. Witting, D. R. Austin et I. A. Walmsley, « Improved ancilla preparation in spectral shearing interferometry for accurate ultrafast pulse characterization », *Opt. Lett., OL*, t. 34, n° 7, p. 881-883, 1er avr. 2009. doi : 10.1364/OL.34.000881.

[76] T. Witting, F. Frank, C. A. Arrell, W. A. Okell, J. P. Marangos et J. W. G. Tisch, « Characterization of high-intensity sub-4-fs laser pulses using spatially encoded spectral shearing interferometry », *Opt. Lett., OL*, t. 36, n° 9, p. 1680-1682, 1er mai 2011. doi : 10.1364/OL.36.001680.

[77] T. Witting, S. J. Weber, J. W. G. Tisch et J. P. Marangos, « Spatio-temporal characterization of mid-infrared laser pulses with spatially encoded spectral shearing interferometry », *Opt. Express, OE*, t. 20, n° 27, p. 27974-27980, 17 déc. 2012. doi : 10.1364/OE.20.027974.

[78] T. Witting, D. R. Austin, T. Barillot, D. Greening, P. Matia-Hernando, D. Walke, J. P. Marangos et J. W. G. Tisch, « Self-referenced characterization of space–time couplings in near-single-cycle laser pulses », *Opt. Lett., OL*, t. 41, n° 10, p. 2382-2385, 15 mai 2016. doi : 10.1364/OL.41.002382.

[79] F. Bonaretti, D. Faccio, M. Clerici, J. Biegert et P. D. Trapani, « Spatiotemporal Amplitude and Phase Retrieval of Bessel-X pulses using a Hartmann-Shack Sensor. », *Opt. Express, OE*, t. 17, n° 12, p. 9804-9809, 8 juin 2009. doi : 10.1364/OE.17.009804.

[80] E. Rubino, D. Faccio, L. Tartara, P. K. Bates, O. Chalus, M. Clerici, F. Bonaretti, J. Biegert et P. D. Trapani, « Spatiotemporal amplitude and phase retrieval of space-time coupled ultrashort pulses using the Shackled-FROG technique », *Opt. Lett., OL*, t. 34, n° 24, p. 3854-3856, 15 déc. 2009. doi : 10.1364/OL.34.003854.

[81] R. Shack, « Production and Use of a Lecticular Hartmann Screen », *J. Opt. Soc. Am.*, n° 61, p. 656, 1971.

[82] C. P. Hauri, J. Biegert, U. Keller, B. Schaefer, K. Mann et G. Marowski, « Validity of wave-front reconstruction and propagation of ultrabroadband pulses measured with a Hartmann–Shack sensor », *Opt. Lett., OL*, t. 30, n° 12, p. 1563-1565, 15 juin 2005. doi : 10.1364/OL.30.001563.

[83] P. Gabolde et R. Trebino, « Single-shot measurement of the full spatio-temporal field of ultrashort pulses with multi-spectral digital holography », *Opt. Express, OE*, t. 14, n° 23, p. 11 460-11 467, 13 nov. 2006. doi : 10.1364/OE.14.011460.

[84] P. Gabolde et R. Trebino, « Single-frame measurement of the complete spatiotemporal intensity and phase of ultrashort laser pulses using wavelength-multiplexed digital holography », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 25, n° 6, A25-A33, 1er juin 2008. doi : 10.1364/JOSAB.25.000A25.

[85] Z. Guang, M. Rhodes, M. Davis et R. Trebino, « Complete Characterization of a Spatiotemporally Complex Pulse by an Improved Single-Frame Pulse-Measurement Technique », *JOSA B*, t. 31, 1er nov. 2014. doi : 10.1364/JOSAB.31.002736.

[86] P. Zhu, R. Jafari, T. Jones et R. Trebino, « Complete measurement of spatiotemporally complex multi-spatial-mode ultrashort pulses from multimode optical fibers using delay-scanned wavelength-multiplexed holography », *Opt. Express, OE*, t. 25, n° 20, p. 24 015-24 032, 2 oct. 2017. doi : 10.1364/OE.25.024015.

[87] Z. Guang, M. Rhodes et R. Trebino, « Measurement of the ultrafast lighthouse effect using a complete spatiotemporal pulse-characterization technique », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 33, n° 9, p. 1955-1962, 1er sept. 2016. doi : 10.1364/JOSAB.33.001955.

[88] Z. Guang, M. Rhodes et R. Trebino, « Measuring spatiotemporal ultrafast field structures of pulses from multimode optical fibers », *Appl. Opt., AO*, t. 56, n° 12, p. 3319-3324, 20 avr. 2017. doi : 10.1364/AO.56.003319.

[89] F. Tavella, K. Schmid, N. Ishii, A. Marcinkevičius, L. Veisz et F. Krausz, « High-dynamic range pulse-contrast measurements of a broadband optical parametric chirped-pulse amplifier », *Applied Physics B*, t. 81, n° 6, p. 753-756, oct. 2005. doi : 10.1007/s00340-005-1966-3.

[90] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak et F. Krausz, « Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification », *Opt. Lett., OL*, t. 34, n° 16, p. 2459-2461, 15 août 2009. doi : 10.1364/OL.34.002459.

[91] J. M. Mikhailova, A. Buck, A. Borot, K. Schmid, C. Sears, G. D. Tsakiris, F. Krausz et L. Veisz, « Ultra-high-contrast few-cycle pulses for multipetawatt-class laser technology », *Optics Letters*, t. 36, n° 16, p. 3145, 15 août 2011. doi : 10.1364/OL.36.003145.

[92] R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas et A. Varanavičius, « 53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 55 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate », *Optics Express*, t. 25, n° 5, p. 5797, 6 mar. 2017. doi : 10.1364/OE.25.005797.

[93] P. Monot, G. Doumy, S. Dobosz, M. Perdrix, P. D'Oliveira, F. Quéré, F. Réau, P. Martin, P. Audebert, J.-C. Gauthier et J.-P. Geindre, « High-order harmonic generation by nonlinear reflection of an intense high-contrast laser pulse on a plasma », *Opt. Lett., OL*, t. 29, n° 8, p. 893-895, 15 avr. 2004. doi : 10.1364/OL.29.000893.

[94] X. Shen, P. Wang, J. Zhu, Z. Si, Y. Zhao, J. Liu et R. Li, « Temporal contrast reduction techniques for high dynamic-range temporal contrast measurement », *Opt. Express, OE*, t. 27, n° 8, p. 10 586-10 601, 15 avr. 2019. doi : 10.1364/OE.27.010586.

[95] R. C. Shah, R. P. Johnson, T. Shimada et B. M. Hegelich, « Large temporal window contrast measurement using optical parametric amplification and low-sensitivity detectors », *Eur. Phys. J. D*, t. 55, n° 2, p. 305, 21 mai 2009. doi : 10.1140/epjd/e2009-00152-3.

[96] Y. Wang, J. Ma, J. Wang, P. Yuan, G. Xie, X. Ge, F. Liu, X. Yuan, H. Zhu et L. Qian, « Single-shot measurement of >1010 pulse contrast for ultra-high peak-power lasers », *Scientific Reports*, t. 4, n° 1, mai 2015. doi : 10.1038/srep03818.

[97] G. I. Petrov, O. Albert, J. Etchepare et S. M. Saltiel, « Cross-polarized wave generation by effective cubic nonlinear optical interaction », *Optics Letters*, t. 26, n° 6, p. 355, 15 mar. 2001. doi : 10.1364/OL.26.000355.

[98] N. Minkovski, S. M. Saltiel, G. I. Petrov, O. Albert et J. Etchepare, « Polarization rotation induced by cascaded third-order processes », *Optics Letters*, t. 27, n° 22, p. 2025, 15 nov. 2002. doi : 10.1364/OL.27.002025.

[99] N. Minkovski, G. I. Petrov, S. M. Saltiel, O. Albert et J. Etchepare, « Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 21, n° 9, p. 1659-1664, 1er sept. 2004. doi : 10.1364/JOSAB.21.001659.

[100] A. I. Kovrighin, D. V. Yakovlev, B. V. Zhdanov et N. I. Zheludev, « Self-induced optical activity in crystals », *Optics Communications*, t. 35, n° 1, p. 92-95, 1er oct. 1980. doi : 10.1016/0030-4018(80)90366-1.

[101] M. G. Dubenskaya, R. S. Zadoyan et 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, JOSAB*, t. 2, n° 7, p. 1174-1178, 1er juil. 1985. doi : 10.1364/JOSAB.2.001174.

[102] D. C. Hutchings, J. S. Aitchison, B. S. Wherrett, G. T. Kennedy et W. Sibbett, « Polarization dependence of ultrafast nonlinear refraction in an AlGaAs waveguide at the half-band gap », *Opt. Lett., OL*, t. 20, n° 9, p. 991-993, 1er mai 1995. doi : 10.1364/OL.20.000991.

[103] D. C. Hutchings, J. S. Aitchison et J. M. Arnold, « Nonlinear refractive coupling and vector solitons in anisotropic cubic media », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 14, n° 4, p. 869-879, 1er avr. 1997. doi : 10.1364/JOSAB.14.000869.

[104] G. Petrocelli, E. Pichini, F. Scudieri et S. Martellucci, « Anisotropic effects in the third-harmonic-generation process in cubic crystals », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 10, n° 5, p. 918-923, 1er mai 1993. doi : 10.1364/JOSAB.10.000918.

[105] L. Canova, S. Kourtev, N. Minkovski, A. Jullien, R. Lopez-Martens, O. Albert et S. M. Saltiel, « Efficient generation of cross-polarized femtosecond pulses in cubic crystals with holographic cut orientation », *Applied Physics Letters*, t. 92, n° 23, p. 231 102, 9 juin 2008. doi : 10.1063/1.2939584.

[106] T. Schneider et J. Reif, « Influence of an Ultrafast Transient Refractive-Index Grating on Nonlinear Optical Phenomena », *Phys. Rev. A*, t. 65, n° 2, p. 023 801, 3 jan. 2002. doi : 10.1103/PhysRevA.65.023801.

[107] S. Kourtev, N. Minkovski, L. Canova, A. Jullien, O. Albert et S. M. Saltiel, « Improved nonlinear cross-polarized wave generation in cubic crystals by optimization of the crystal orientation », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 26, n° 7, p. 1269-1275, 1er juil. 2009. doi : 10.1364/JOSAB.26.001269.

[108] A. Jullien, « Génération d'impulsions laser ultra-brèves et ultra-intenses à contraste temporel élevé », Ecole Polytechnique, 10 mar. 2006. adresse : https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00077486.

[109] L. Canova, « Generation and shaping of ultra-short, ultra-high contrast pulses for high repetition rate relativistic optics », Ecole Polytechnique, 2009. adresse : https://www.theses.fr/145254364.

[110] A Ricci, « Développement d'une source laser ultra-brève, stabilisée en phase et à haut contraste, pour l'optique relativiste haute cadence », Ecole Polytechnique, 2013. adresse : https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00841459.

[111] A. Jullien, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J.-P. Chambaret, P. d'Oliveira, T. Auguste et F. Falcoz, « High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence », *Opt. Lett., OL*, t. 29, n° 18, p. 2184-2186, 15 sept. 2004. doi : 10.1364/OL.29.002184.

[112] A. Jullien, O. Albert, f. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G Cheriaux, J. Etchepare, N Minkovski et S. M Saltiel, « 10(-10) Temporal Contrast for Femtosecond Ultraintense Lasers by Cross-Polarized Wave Generation », *Optics letters*, t. 30, p. 920-2, 1er mai 2005. doi : 10.1364/OL.30.000920.

[113] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönnagel, A. Husakou, J. Herrmann et W. Sandner, « Characterization of a nonlinear filter for the front-end of a high contrast double-CPA Ti :sapphire laser », *Opt. Express, OE*, t. 12, n° 21, p. 5088-5097, 18 oct. 2004. doi : 10.1364/OPEX.12.005088.

[114] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönnagel et W. Sandner, « Double chirped-pulse-amplification laser : a way to clean pulses temporally », *Opt. Lett., OL*, t. 30, n° 8, p. 923-925, 15 avr. 2005. doi : 10.1364/OL.30.000923.

[115] V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko et V. Yanovsky, « Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses », *Opt. Lett., OL*, t. 31, n° 10, p. 1456-1458, 15 mai 2006. doi : 10.1364/OL.31.001456.

[116] M. P. Kalashnikov, K. Osvay, K. Osvay, H. Schönnagel, R. Volkov et W. Sandner, « High Temporal Contrast Front End with a multipass Ti :Sa amplifier and a CaF2-based XPW temporal filter », in *CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications (2011), Paper CWG3*, Optical Society of America, 1er mai 2011, CWG3. doi : 10.1364/CLEO_SI.2011.CWG3.

[117] A. Jullien, X. Chen, A. Ricci, J.-P. Rousseau, R. Lopez-Martens, L. P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Druon et P. Georges, « High-fidelity front-end for high-power, high temporal quality few-cycle lasers », *Appl. Phys. B*, t. 102, n° 4, p. 769-774, 1er mar. 2011. doi : 10.1007/s00340-010-4201-9.

[118] L. P. Ramirez, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, P. Monot, A. Ricci, A. Jullien, X. Chen, J. P. Rousseau et R. Lopez-Martens, « Efficient cross polarized wave generation for compact, energy-scalable, ultrashort laser sources », *Opt. Express, OE*, t. 19, n° 1, p. 93-98, 3 jan. 2011. doi : 10.1364/OE.19.000093.

[119] A. Ricci, A. Jullien, J.-P. Rousseau, Y. Liu, A. Houard, P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, N. Forget et R. Lopez-Martens, « Energy-Scalable Temporal Cleaning Device for Femtosecond Laser Pulses Based on Cross-Polarized Wave Generation », *Review of Scientific Instruments*, t. 84, n° 4, p. 043 106, 1er avr. 2013. doi : 10.1063/1.4801457.

[120] A. Jullien, A. Ricci, F. Böhle, J.-P. Rousseau, S. Grabielle, N. Forget, H. Jacqmin, B. Mercier et R. Lopez-Martens, « Carrier-envelope-phase stable, high-contrast, double chirped-pulse-amplification laser system », *Opt. Lett., OL*, t. 39, n° 13, p. 3774-3777, 1er juil. 2014. doi : 10.1364/OL.39.003774.

[121] A. Tajalli, B. Chanteau, M. Kretschmar, H. Kurz, D. Zuber, M. Kovačev, U. Morgner et T. Nagy, « Few-cycle optical pulse characterization via cross-polarized wave generation dispersion scan technique », *Optics Letters*, t. 41, n° 22, p. 5246, 15 nov. 2016. doi : 10.1364/OL.41.005246.

[122] A. Jullien, L. Canova, O. Albert, D. Boschetto, L. Antonucci, Y.-H. Cha, J. Rousseau, P. Chaudet, G. Chériaux, J. Etchepare, S. Kourtev, N. Minkovski et S. Saltiel, « Spectral broadening and pulse duration reduction during cross-polarized wave generation : influence of the quadratic spectral phase », *Appl. Phys. B*, t. 87, n° 4, p. 595-601, 1er juin 2007. doi : 10.1007/s00340-007-2685-8.

[123] L. Canova, O. Albert, N. Forget, B. Mercier, S. Kourtev, N. Minkovski, S. M. Saltiel et R. Lopez Martens, « Influence of spectral phase on cross-polarized wave generation with short femtosecond pulses », *Appl. Phys. B*, t. 93, n° 2, p. 443, 10 sept. 2008. doi : 10.1007/s00340-008-3185-1.

[124] A. Jullien, C. G. Durfee, A. Trisorio, L. Canova, J.-P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, G. Chériaux, O. Albert et R. Lopez-Martens, « Nonlinear spectral cleaning of few-cycle pulses via cross-polarized wave (XPW) generation », *Appl. Phys. B*, t. 96, n° 2, p. 293-299, 1er août 2009. doi : 10.1007/s00340-009-3503-2.

[125] T. Oksenhendler, « Self-Referenced Spectral Interferometry Theory », 2012. adresse : https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1204/1204.4949.pdf (visité le 22/07/2019).

[126] J. R. Fienup, « Invariant error metrics for image reconstruction », *Applied Optics*, t. 36, n° 32, p. 8352, 10 nov. 1997. doi : 10.1364/AO.36.008352.

[127] Z. Horváth et Z. Bor, « Focusing of femtosecond pulses having gaussian spatial distribution », *Optics Communications*, t. 100, n° 1-4, p. 6-12, juil. 1993. doi : 10.1016/0030-4018(93)90547-I.

[128] D. E. Adams, T. A. Planchon, J. A. Squier et C. G. Durfee, « Spatiotemporal dynamics of cross-polarized wave generation », *Opt. Lett., OL*, t. 35, n° 7, p. 1115-1117, 1er avr. 2010. doi : 10.1364/OL.35.001115.

[129] M. Rhodes, Z. Guang, J. Pease et R. Trebino, « Visualizing spatiotemporal pulse propagation : first-order spatiotemporal couplings in laser pulses », *Applied Optics*, t. 56, n° 11, p. 3024, 10 avr. 2017. doi : 10.1364/AO.56.003024.

[130] L. Lepetit, G. Chériaux et M. Joffre, « Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy », *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, t. 12, n° 12, p. 2467-2474, 1er déc. 1995. doi : 10.1364/JOSAB.12.002467.

[131] A. Moulet, S. Grabielle, C. Cornaggia, N. Forget et T. Oksenhendler, « Single-shot, high-dynamic-range measurement of sub-15 fs pulses by self-referenced spectral interferometry », *Optics Letters*, t. 35, n° 22, p. 3856, 15 nov. 2010. doi : 10.1364/OL.35.003856.

[132] D. C. Ghiglia et L. A. Romero, « Robust two-dimensional weighted and unweighted phase unwrapping that uses fast transforms and iterative methods », *Journal of the Optical Society of America A*, t. 11, n° 1, p. 107, 1er jan. 1994. doi : 10.1364/JOSAA.11.000107.

[133] X. Chen, A. Jullien, A. Malvache, L. Canova, A. Borot, A. Trisorio, C. G. Durfee et R. Lopez-Martens, « Generation of 4.3 fs, 1 mJ laser pulses via compression of circularly polarized pulses in a gas-filled hollow-core fiber », *Opt. Lett., OL*, t. 34, n° 10, p. 1588-1590, 15 mai 2009. doi : 10.1364/OL.34.001588.

[134] A. Malvache, X. Chen, C. G. Durfee, A. Jullien et R. Lopez-Martens, « Multi-mJ pulse compression in hollow fibers using circular polarization », *Appl. Phys. B*, t. 104, n° 1, p. 5, 15 juil. 2011. doi : 10.1007/s00340-011-4663-4.

[135] X. Chen, A. Malvache, A. Ricci, A. Jullien et R. Lopez-Martens, « Efficient hollow fiber compression scheme for generating multi-mJ, carrier-envelope phase stable, sub-5 fs pulses », *Laser Phys.*, t. 21, n° 1, p. 198-201, 1er jan. 2011. doi : 10.1134/S1054660X11010063.

[136] F. Böhle, M. Kretschmar, A. Jullien, M. Kovacs, M. Miranda, R. Romero, H. Crespo, U. Morgner, P. Simon, R. Lopez-Martens et T. Nagy, « Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4\hspace0.167emfs in long hollow fibers », *Laser Phys. Lett.*, t. 11, n° 9, p. 095 401, juin 2014. DOI : 10.1088/1612-2011/11/9/095401.

[137] M. Ouillé, A. Vernier, F. Boehle, M. Bocoum, M. Lozano, J.-P. Rousseau, Z. Cheng, D. Gustas, A. Blumenstein, P. Simon, S. Haessler, J. Faure, T. Nagy et R. Lopez-Martens, « Relativistic Near-Single-Cycle Optics at 1 kHz », 2 juil. 2019. arXiv : 1907.01239 [physics]. adresse : http://arxiv.org/abs/1907.01239 (visité le 20/01/2020).

[138] S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, C. Spielmann, F. Krausz et K. Ferencz, « Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate », *Opt. Lett., OL*, t. 22, n° 20, p. 1562-1564, 15 oct. 1997. DOI : 10.1364/OL.22.001562.

[139] M. Hentschel, Z. Cheng, F. Krausz et C. Spielmann, « Generation of 0.1-TW optical pulses with a single-stage Ti :sapphire amplifier at a 1-kHz repetition rate », *Appl Phys B*, t. 70, n° 1, S161-S164, 1er juin 2000. DOI : 10.1007/s003400000327.

[140] P. Tournois, « Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter for Adaptive Compensation of Group Delay Time Dispersion in Laser Systems », *Optics Communications*, t. 140, n° 4, p. 245-249, 1997. DOI : https://doi.org/10.1016/S0030-4018(97)00153-3.

[141] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann et P. Tournois, « Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shaping », *Opt. Lett., OL*, t. 25, n° 8, p. 575-577, 15 avr. 2000. DOI : 10.1364/OL.25.000575.

[142] N. Forget, V. Crozatier et P. Tournois, « Transmission Bragg-grating grisms for pulse compression », *Appl. Phys. B*, t. 109, n° 1, p. 121-125, 1er oct. 2012. DOI : 10.1007/s00340-012-5126-2.

[143] M. Nisoli, S. De Silvestri et O. Svelto, « Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique », *Applied Physics Letters*, t. 68, n° 20, p. 2793-2795, 13 mai 1996. DOI : 10.1063/1.116609.

[144] C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira et S. De Silvestri, « Optimal spectral broadening in hollow-fiber compressor systems », *Appl. Phys. B*, t. 80, n° 3, p. 285-289, 1er mar. 2005. DOI : 10.1007/s00340-004-1721-1.

[145] T. Nagy, M. Forster et P. Simon, « Flexible hollow fiber for pulse compressors », *Appl. Opt., AO*, t. 47, n° 18, p. 3264-3268, 20 juin 2008. DOI : 10.1364/AO.47.003264.

[146] T. Nagy, V. Pervak et P. Simon, « Optimal pulse compression in long hollow fibers », *Opt. Lett., OL*, t. 36, n° 22, p. 4422-4424, 15 nov. 2011. DOI : 10.1364/OL.36.004422.

[147] J. Park, J.-h. Lee et C. H. Nam, « Generation of 1.5 cycle 0.3 TW laser pulses using a hollow-fiber pulse compressor », *Opt. Lett., OL*, t. 34, n° 15, p. 2342-2344, 1er août 2009. DOI : 10.1364/OL.34.002342.

[148] S. Bohman, S. Bohman, A. Suda, T. Kanai, S. Yamaguchi et K. Midorikawa, « Generation of 5.0fs, 5.0mj pulses at 1kHz using hollow-fiber pulse compression », *Opt. Lett., OL*, t. 35, n° 11, p. 1887-1889, 1er juin 2010. DOI : 10.1364/OL.35.001887.

[149] W. Schweinberger, A. Sommer, E. Bothschafter, J. Li, F. Krausz, R. Kienberger et M. Schultze, « Waveform-controlled near-single-cycle milli-joule laser pulses generate sub-10 nm extreme ultraviolet continua », *Opt. Lett., OL*, t. 37, n° 17, p. 3573-3575, 1er sept. 2012. DOI : 10.1364/OL.37.003573.

[150] H. Jacqmin, « Coherent combining of few-cycle pulses for the next generation of Terawatt-class laser sources devoted to attosecond physics », Paris-Saclay, 7 oct. 2016. adresse : https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01526678 (visité le 15/11/2019).

[151] N. V. Didenko, A. V. Konyashchenko, A. P. Lutsenko et S. Y. Tenyakov, « Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses », *Optics Express*, t. 16, n° 5, p. 3178, 2008. DOI : 10.1364/OE.16.003178.

Logo de l'école doctorale

Titre : titre (en français)

Mots clés : 3 à 6 mots clés

Résumé Lorem ipsum dolor sit amet, consectetuer adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetuer id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed accumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris.

Nulla malesuada porttitor diam. Donec felis erat, congue non, volutpat at, tincidunt tristique, libero. Vivamus viverra fermentum felis. Donec nonummy pellentesque ante. Phasellus adipiscing semper elit. Proin fermentum massa ac quam. Sed diam turpis, molestie vitae, placerat a, molestie nec, leo. Maecenas lacinia. Nam ipsum ligula, eleifend at, accumsan nec, suscipit a, ipsum. Morbi blandit ligula feugiat magna. Nunc eleifend consequat lorem. Sed lacinia nulla vitae enim. Pellentesque tincidunt purus vel magna. Integer non enim. Praesent euismod nunc eu purus. Donec bibendum quam in tellus. Nullam cursus pulvinar lectus. Donec et mi. Nam vulputate metus eu enim. Vestibulum pellentesque felis eu massa.

Title : titre (en anglais)

Keywords : 3 à 6 mots clés

Abstract : Lorem ipsum dolor sit amet, consectetuer adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetuer id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed accumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris.

Nulla malesuada porttitor diam. Donec felis erat, congue non, volutpat at, tincidunt tristique, libero. Vivamus viverra fermentum felis. Donec nonummy pellentesque ante. Phasellus adipiscing semper elit. Proin fermentum massa ac quam. Sed diam turpis, molestie vitae, placerat a, molestie nec, leo. Maecenas lacinia. Nam ipsum ligula, eleifend at, accumsan nec, suscipit a, ipsum. Morbi blandit ligula feugiat magna. Nunc eleifend consequat lorem. Sed lacinia nulla vitae enim. Pellentesque tincidunt purus vel magna. Integer non enim. Praesent euismod nunc eu purus. Donec bibendum quam in tellus. Nullam cursus pulvinar lectus. Donec et mi. Nam vulputate metus eu enim. Vestibulum pellentesque felis eu massa.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France