

N° d'ordre: 3122

# THÈSE

Présentée à

## L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ECOLE DOCTORALE: Sciences Physiques et de l'Ingénieur

par **Julien Surville**

POUR OBTENIR LE GRADE DE :

**DOCTEUR**

SPÉCIALITÉ: LASER

### Développement et Mise en Oeuvre de Diagnostics Spécifiques pour l'analyse d'une figure de tavelures obtenue par lissage optique

soutenue le 14 décembre 2005

Après avis de:

MM. :	Jean-Paul	CHAMBARET	Ingénieur de Recherche	Rapporteur
	Pascal	SALIERES	Ingénieur CEA	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de MM.:

M. :	Fabrice	VALLEE	Directeur de Recherche	Président
MM.	Jean-Paul	CHAMBARET	Ingénieur de Recherche	Rapporteurs
	Pascal	SALIERES	Ingénieur CEA	
Mme	Christine	LABAUNE	Directeur de Recherche	Examineurs
MM.	François	AMIRANOFF	Directeur de Recherche	
	Sébastien	MONTANT	Ingénieur CEA	
	Christian	STENZ	Professeur	



*A ma mère et mon père,*  
*A ma famille ,*  
*A Capucine,*  
*Et à tous ceux qui me sont chers ...*



## Remerciements

*Ce travail a été effectué au Commissariat à l'Energie Atomique, au Centre d'Etude Scientifiques et Techniques d'Aquitaine du Barp. Je remercie Francis Kovacs, Michel Dourthe et Philippe Estrallier de m'avoir accueilli au sein du Service Conception et Architecture Laser du Département Laser de Puissance.*

*Je tiens à remercier Christian Stenz qui fut mon Directeur de thèse, qui a cru en moi et m'a fait confiance pendant ces trois années. Je lui exprime également ma gratitude pour m'avoir donné le goût de l'enseignement et m'avoir suivi pendant ces nombreuses années.*

*Je tiens à remercier tout particulièrement Sébastien Montant pour m'avoir encadré tout au long de ces travaux, malgré l'éloignement géographique qui n'a pas facilité un suivi quotidien. Je garderai en mémoire les journées entières passées à "mesurer des speckles", et les nombreuses discussions qui, malgré une certaine incompréhension mutuelle parfois, finissaient toujours par être fructueuses. Ce fut une expérience très enrichissante d'être encadré et soutenu par Sébastien, et je l'en remercie encore une fois.*

*J'exprime mes sincères remerciements à Fabrice Vallée pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de cette thèse. Je tiens également à exprimer mes sincères remerciements à Jean-Paul Chambaret ainsi qu'à Pascal Salières pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux en acceptant de les rapporter. Je témoigne ma reconnaissance à Christine Labaune et François Amiranoff d'avoir accepté d'examiner ce mémoire et de participer à ce jury.*

*Je tenais à dire un grand merci à Nathalie Blanchot et Claude Rouyer grâce à qui j'ai pu avancer dans les moments difficiles, que ce soit du point de vue expérimental ou théorique. Nathalie a pris de son temps pour passer, elle-aussi, des journées entières à régler le "régén de la salle étude". Quant à Claude, malgré son emploi du temps chargé, il m'a permis dans les cinq derniers mois surtout, d'avancer énormément dans la compréhension des dernières expériences. Chacun a été, à sa façon, d'un grand secours dans des périodes critiques et tous deux ont représenté un inestimable soutien au jour le jour.*

*Je remercie également Christian Sauteret pour les très nombreuses discussions animées que nous avons eues et grâce à qui j'ai découvert le domaine du lissage optique. Cela m'a permis de démarrer avec de bonnes bases et m'a également beaucoup aidé tout au long de ces trois années. Je remercie également Laurent Videau qui avait lancé le sujet de la thèse, et qui m'a aidé de nombreuses fois. Je remercie aussi Josselin Garnier qui, avec Laurent, avait effectué ces dernières années un travail théorique considérable, base indispensable pour ces travaux.*

*Je tenais aussi à remercier Denis Penninckx, chef de laboratoire actuel du LSL, de m'avoir accueilli, ainsi que les anciens chefs de laboratoire au cours ces trois ans, à savoir Marc Nicolaiseau et Bruno Le Garrec. Je remercie aussi Alain Boscheron de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire ALISE.*

*Je tiens enfin à remercier toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin, à la réussite des ces travaux et qui ont rendu ma thèse plus aisée, que ce soit au quotidien ou en manip. Je pense alors à Gilles, Thomas, Olivier, Delphine et Geofroy; à Jérôme, Manu et Alexis. A tous les membres du laboratoire LSL. Et bien sûr à Babeth et Daniel, Jacques et Gérard; Patrick, Isabelle et Stéphanie; à Fred et Fabien; à Christophe, Samuel, Stéphane, et Amel, et j'en oublie certainement ...*







---

---

# Table des matières

---

<b>Table des matières</b>	<b>2</b>
<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Introduction au lissage optique et contexte de l'étude</b>	<b>15</b>
1.1 Lasers de puissance et cohérence . . . . .	15
1.1.1 Utilisation des lasers de puissance . . . . .	16
1.1.2 Le lissage optique : objectifs principaux . . . . .	19
1.2 Notion de cohérence . . . . .	21
1.2.1 Généralités . . . . .	23
1.2.1.1 Etude générale et expérience associée . . . . .	23
1.2.1.2 Définition des grandeurs de corrélation . . . . .	24
1.2.2 Cohérence spatiale et temporelle et méthodologie associée . . . . .	25
1.3 Le lissage optique . . . . .	29
1.3.1 Principe . . . . .	30
1.3.2 Caractéristiques des techniques utilisées . . . . .	33
1.4 Description d'un faisceau lissé	
moyenné dans le temps . . . . .	37
1.4.1 Caractéristiques spatiales = rayon de corrélation $\rho_c$ . . . . .	37
1.4.2 Caractéristiques spatiales longitudinales	
= longueur de corrélation $\rho_z$ . . . . .	38
1.4.3 Caractéristiques temporelles = temps de cohérence $\tau_c$ . . . . .	39
1.4.4 Différence entre $\tau_c$ et $\rho_z$ . . . . .	40

1.5	Description d'une figure de tavelures	
	résolue en temps . . . . .	41
1.5.1	Intensité des points chauds d'une figure de speckles . . . . .	41
1.5.2	Intensité des points chauds d'une figure de tavelures . . . . .	43
1.5.3	Caractéristiques spatiales des speckles . . . . .	44
1.5.4	Caractéristiques temporelles des speckles . . . . .	45
1.5.5	Caractéristiques spatio-temporelles des speckles . . . . .	46
1.6	Conclusion . . . . .	46
<b>2</b>	<b>Métrologie intégrée en temps de la cohérence d'une source lissée</b>	<b>49</b>
2.1	Objectifs et intérêt de l'étude . . . . .	49
2.2	Fonctionnement et caractéristiques générales de la source lissée . . . . .	51
2.3	Description de l'expérience . . . . .	55
2.3.1	Principe général de la mesure . . . . .	55
2.3.2	Approche théorique . . . . .	57
2.3.3	Schéma expérimental . . . . .	59
2.4	Mesure du temps de cohérence . . . . .	64
2.4.1	Principe de la mesure . . . . .	64
2.4.2	Résultats expérimentaux et interprétations . . . . .	65
2.5	Mesure de la dimension des grains de speckle . . . . .	67
2.5.1	Principe de la mesure et résultats expérimentaux . . . . .	67
2.5.2	Interprétations des résultats et comparaison à la théorie . . . . .	70
	2.5.2.1 Evolution de la dimension transverse des speckles en fonction de la dimension de la source . . . . .	71
	2.5.2.2 Fonction de cohérence spatiale théorique et comparaison aux résultats . . . . .	74
2.5.3	Conclusion . . . . .	77
<b>3</b>	<b>Métrologie résolue en temps de la cohérence d'une source lissée</b>	<b>81</b>
3.1	Objectifs de l'étude et principe . . . . .	81
3.1.1	Rappels théoriques . . . . .	84

3.1.2	Principe général de la mesure . . . . .	86
3.2	Mesure des propriétés spatiales des speckles . . . . .	89
3.2.1	Schéma expérimental . . . . .	89
3.2.2	Résultats expérimentaux et comparaison à la théorie . . . . .	91
3.2.2.1	Intensité d'une figure de tavelures instantanée . . . . .	92
3.2.2.2	Intensité des points chauds d'une figure de tavelures instantanée	93
3.2.2.3	Dimension transverse des speckles : résultats obtenus . . . . .	95
3.2.3	Conclusion . . . . .	104
3.3	Mesures d'impulsions par codage temps/fréquence . . . . .	107
3.3.1	Principe général . . . . .	107
3.3.2	Les différents codages . . . . .	107
3.3.3	Méthode par codage temps/fréquence . . . . .	109
3.3.3.1	Les impulsions à dérive de fréquence . . . . .	109
3.3.3.2	La relation temps-fréquence . . . . .	113
3.3.4	Les différents régimes de fonctionnement . . . . .	115
3.3.5	Conclusion . . . . .	122
3.4	Mesures des propriétés temporelles des speckles . . . . .	124
3.4.1	Principe de la mesure . . . . .	124
3.4.2	Schéma expérimental et résultat principal . . . . .	126
3.4.3	Mesure statistique du temps de cohérence des speckles . . . . .	130
3.4.3.1	Histogrammes des largeurs spectrales des speckles . . . . .	132
3.4.3.2	Valeurs moyennes des largeurs spectrales à mi-hauteur pour différents facteurs d'étirement . . . . .	133
3.4.3.3	Ecart-types des largeurs spectrales pour différents facteurs d'étirement 139	
3.4.3.4	Calcul du temps de cohérence moyen expérimental . . . . .	141
3.4.3.5	Conclusion . . . . .	143
3.4.4	Mesure statistique du temps de vie des speckles . . . . .	144
3.4.4.1	Histogramme expérimental du temps de vie de speckles . . . . .	145

3.4.4.2	Valeur moyenne et écart-type du temps de vie en fonction du facteur d'étirement . . . . .	147
3.4.4.3	Evolution du temps de vie en fonction de l'intensité d'observation . . . . .	152
3.4.4.4	Evolution du temps de vie en fonction de la taille des speckles	155
3.4.5	Conclusion . . . . .	155
3.5	Mesure des propriétés spatio-temporelles des speckles . . . . .	157
3.5.1	Principe de la mesure . . . . .	158
3.5.2	Rappels de théorie . . . . .	159
3.5.3	Histogramme expérimental des vitesses transverses des speckles . . . .	162
3.5.4	Evolution de la moyenne et de l'écart-type des vitesses en fonction du facteur d'étirement . . . . .	165
3.5.4.1	Valeur moyenne des vitesses . . . . .	165
3.5.4.2	Ecart-type des vitesses transverses . . . . .	166
3.5.5	Evolution de la moyenne et de l'écart-type des vitesses en fonction de la taille des speckles . . . . .	168
3.6	Conclusion . . . . .	169
<b>Conclusion et perspectives</b>		<b>173</b>
<b>A Description d'une figure de tavelures autour d'un maximum local</b>		<b>181</b>
Description autour d'un maximum local		181
<b>B Dimension transverse des speckles : estimation des résultats par l'étude théorique</b>		<b>187</b>
B.1	Rayon de corrélation donné par la FDP . . . . .	187
B.2	Rayon de corrélation donné par la fonction d'auto-corrélation (FA) . . . . .	191
B.3	Comparaison entre les FDP, l'approximation du champ et la fonction d'auto-corrélation (FA) . . . . .	192
<b>C Calculs des relations temps-fréquence utilisées pour l'expérience de mesure des vitesses</b>		<b>195</b>

C.1	Calcul du champ électrique issu de la source MUSE . . . . .	196
C.1.1	Dans le domaine temporel . . . . .	196
C.1.2	Dans le domaine spectral . . . . .	197
C.2	L'impulsion sonde . . . . .	199
C.2.1	Cas de l'impulsion sonde comprimée : source ultra-courte . . . . .	199
C.2.2	Cas de l'impulsion étirée = sonde à dérive de fréquence . . . . .	200
C.3	La relation temps-fréquence . . . . .	201
C.4	Résolution spectrale de la mesure . . . . .	204
C.4.1	Mélange de MUSE et de la sonde recomprimée . . . . .	204
C.4.2	Mélange de MUSE et de la sonde étirée : résolution spectrale attendue	207
<b>Bibliographie</b>		<b>213</b>



---

# Introduction

---

Depuis leur invention, les lasers sont devenus des outils courants et indispensables dans beaucoup de domaines. En effet, ils sont utilisés pour des applications industrielles, médicales ou encore militaires. Ils restent également des outils de choix pour la recherche en physique fondamentale et appliquée. Pour répondre à ces besoins ils n'ont pas cessé d'évoluer au fil des années. Des développements spécifiques à chacun de ces besoins sont toujours d'actualité. La recherche en physique des lasers est aujourd'hui un domaine très actif et très varié. Les lasers sont des sources lumineuses de forte brillance : ils ont la capacité de concentrer un flux d'énergie important sur une durée très courte et une surface très faible. Tout naturellement cette propriété a été utilisée pour étudier la matière dans des conditions extrêmes. Cette thématique de recherche a motivé le développement de deux types de laser : les lasers de puissance [1] aux durées courtes (nanoseconde) et de très forte énergie (plusieurs kilojoules), et les lasers de ultra haute intensité aux durées ultra courtes (femtoseconde) [2] et de forte énergie (plusieurs joules). Aujourd'hui le niveau de performance des lasers de puissance permet d'envisager dans un avenir proche la fusion thermonucléaire et donc la production d'énergie.

Depuis les années 80, de nombreux projets innovants ont vu le jour à travers le monde dans le but d'améliorer le fonctionnement de ces lasers de puissance pour l'interaction. Aujourd'hui encore de nombreuses installations similaires sont en cours de développement. En France, le Laser Mégajoule est en cours de construction au Commissariat à l'Energie Atomique. Les Etats-Unis ont également un projet d'envergure équivalente : le National Ignition Facility (NIF). Ces deux grandes installations lasers et d'autres plus modestes permettent de délivrer des énergies colossales qu'il faut alors pouvoir déposer sur une cible de matière de très faible dimension.

Un problème majeur dans l'utilisation de ces lasers de très forte énergie reste justement le dépôt de celle-ci de façon uniforme sur la cible. En effet, plus l'énergie à atteindre est importante, plus il est nécessaire de travailler avec de grands faisceaux avant la focalisation sur la cible. Il est nécessaire d'utiliser des optiques de grandes dimensions. Or la qualité des optiques décroît avec leur dimension. Les défauts accumulés tout au long de la propagation dans la chaîne laser viennent alors dégrader la qualité du faisceau. Aujourd'hui, il est impossible de maîtriser parfaitement le laser de puissance dans son ensemble. Il a donc été élaboré une technique spécifique permettant de corriger les uniformités de faisceau engendrées par les défauts de la chaîne. Il s'agit du lissage optique ("beam smoothing").

Une des caractéristiques principales de cette technique est de réduire partiellement la cohérence spatiale et temporelle du laser pour favoriser la création d'une multitude de points chauds qui s'allument, s'éteignent et se déplacent tout au long de l'impulsion. L'accumulation de tous ces points chauds, que l'on nomme tavelures (ou "speckles"), va permettre d'homogénéiser le faisceau. Cette accumulation va alors provoquer au niveau de la cible l'impression d'uniformité spatiale qui est requise pour une bonne interaction du laser avec la matière. C'est donc la réduction partielle de la cohérence qui permet d'améliorer le fonctionnement de ce genre de lasers pour l'interaction.

On comprend donc que les tavelures qui s'accumulent au cours de l'impulsion sur la cible jouent un rôle crucial. Leur durée mais aussi leur taille a une influence sur l'uniformisation du dépôt d'énergie. Leur mouvement au cours du temps doit également permettre d'accentuer l'impression de lissage. L'objectif principal de ce travail de thèse est donc la caractérisation complète de ces tavelures générées au cours de l'impulsion par les lasers lissés optiquement.

Deux types de caractérisation sont envisageables. La première consiste à décrire la source laser par des valeurs moyennes temporelles. La moyenne est directement réalisée par le détecteur. Le deuxième type de caractérisation permet d'accéder aux propriétés statistiques de la source laser. Cette analyse nécessite l'utilisation d'une méthode de mesure résolue en temps.

Au cours de la thèse de Laurent Videau [3] une première étude du lissage avait été réalisée, permettant de caractériser la cohérence spectrale d'une source lissée optiquement. Il avait proposé une méthode originale de mesure de la cohérence spatiale. Entre la fin de cette thèse et le début de la mienne aucun travail expérimental sur la caractérisation d'un faisceau lissé



n'avait eu lieu. De plus, suite à cette thèse et en collaboration avec J. Garnier [4], une étude sur les propriétés statistiques d'un faisceau lissé avait été développée. Ces études théoriques et numériques ont donné des résultats étonnants mais devant être validés expérimentalement. C'est pourquoi j'ai débuté cette thèse pour développer de nouveaux moyens de diagnostic.

Le travail a donc consisté à développer et mettre en oeuvre en laboratoire un ensemble de techniques optiques spécifiques permettant d'évaluer de façon précise la taille, la durée et la vitesse des speckles générés par une source lissée. La source utilisée est une source autonome qui reproduit le fonctionnement de ces grandes chaînes lasers de puissance. Les outils de diagnostic développés ont pour but de donner une description expérimentale des propriétés de cohérence de cette source particulière.

Le premier chapitre est consacré à l'introduction aux lasers de puissance et à leurs propriétés de cohérence. La notion de cohérence classique en optique est rappelée et appliquée au cas qui nous intéresse. Nous présentons alors les fonctions mathématiques de cohérence qui décrivent les propriétés de cohérence spatiale et temporelle des speckles. Nous évoquons ensuite quelques techniques de mesures interférométriques qui peuvent être utilisées pour la mesure de ces fonctions. Puis nous consacrons l'autre partie de ce premier chapitre à la présentation générale du lissage optique. Après avoir décrit le principe général et le fonctionnement de cette technique, nous présentons le formalisme mathématique statistique qu'elle impose. En effet, dans le cadre de la description des speckles générés par lissage optique, il existe des fonctions mathématiques, appelées fonctions de densité de probabilité, qui permettent de décrire l'intensité des points chauds d'une figure de tavelures, mais aussi la taille, le temps de cohérence, ou encore la vitesse des speckles.

Ces fonctions de cohérence et de densité de probabilité ont une expression mathématique dans le cas précis de notre source. Elles décrivent en théorie parfaitement les speckles que cette dernière génère. Nous avons donc consacré les travaux de cette thèse à leur mesure précise. C'est le sujet des deuxième et troisième chapitres.

Le deuxième chapitre est consacré aux mesures expérimentales moyennées temporellement. Nous avons mesuré les fonctions de cohérence spatiale et temporelle que nous avons détaillées de façon théorique dans le premier chapitre. Pour accéder à la mesure de ces deux fonctions de cohérence, nous avons mis en place une seule et unique technique interférométrique qui nous

permet d'accéder à la fois à la fonction de cohérence temporelle et à la fonction de cohérence spatiale. C'est une technique où la mesure est intégrée en temps. Elle nous a permis de mesurer la fonction de cohérence temporelle de la source et d'en déduire le temps de cohérence des speckles. Nous avons pu confirmer que le temps de cohérence des speckles est lié au spectre en longueur d'onde de la source. Cette méthode de mesure intégrée en temps tient compte de tous les speckles générés par la source. C'est donc le temps de cohérence moyen qui a été mesuré grâce à cette technique interférométrique. Cet outil de mesure nous a également permis d'obtenir la fonction de cohérence spatiale de la source. La mesure est toujours intégrée en temps sur toute la durée de l'impulsion mais permet aussi d'observer la dimension transverse des speckles. La largeur de la fonction d'auto-corrélation spatiale expérimentale ainsi obtenue permet de déduire, en une seule mesure, la dimension transverse moyenne des speckles. L'énorme avantage de cet outil est de permettre de faire la mesure en une fois, sur une seule impulsion. La mesure monocoup est indispensable sur une chaîne laser de puissance.

Le troisième chapitre est consacré à la mesure des fonctions de densité de probabilité (FDP) abordées précédemment. Le chapitre 2 évoque une mesure intégrée en temps qui nous permet de connaître les valeurs moyennes des grandeurs caractéristiques des speckles. La mesure des fonctions de densité de probabilité nécessite quant à elle une mesure résolue en temps pour éviter le lissage temporel dû au couplage spatio-temporel.

La première partie du chapitre est consacrée à la mesure de la fonction de distribution des caractéristiques spatiales, telles que l'intensité ou la taille des speckles. Elle apporte une information nouvelle et complémentaire aux mesures du deuxième chapitre. En effet, la mesure de la valeur moyenne de la taille des speckles par exemple, permet de montrer que les speckles sont d'une dimension donnée, alors que les mesures de fonctions de densité de probabilité permettent aussi de montrer que certains speckles sont plus petits que la dimension moyenne et d'autres légèrement plus grands.

La deuxième partie est consacrée à l'observation de l'évolution temporelle de cette figure de tavelures unique, obtenue précédemment. Pour cette mesure au cours du temps, nous avons développé une technique à couplage temps-fréquence qui permet d'observer le mouvement des speckles en réalisant une mesure de spectre. Cette technique de codage temps-fréquence permet d'obtenir la fonction de densité de probabilité expérimentale du temps de cohérence et

d'estimer le temps de vie des speckles. Nous détaillerons la différence qui distingue ces deux grandeurs. Cet outil de diagnostic permet non seulement de connaître les propriétés statistiques temporelles des speckles, mais surtout, il permet d'observer leur mouvement au cours de l'impulsion. La durée pendant laquelle ils ont été observés est à peu près cinq fois supérieure au temps de cohérence des speckles. De ce fait, grâce à la mesure mise en place, nous avons pu mesurer la fonction de densité de probabilité des vitesses transverses. Nous obtenons alors leur vitesse moyenne dans une direction privilégiée, ce qui permet d'observer s'ils bougent de façon globale dans cette direction ou s'ils sont immobiles. La répartition autour de cette valeur moyenne est également très importante et constitue, avec la valeur moyenne, un élément important de la caractérisation spatio-temporelle des speckles. Grâce à cet ensemble d'outils de diagnostic, la caractérisation spatiale, temporelle et spatio-temporelle des speckles générés par notre source est donc très détaillée, que ce soit du point de vue moyen intégré ou statistique. Les différents résultats expérimentaux obtenus nous ont permis de faire une première comparaison à tous les éléments théoriques qui avaient été développés sur le sujet jusqu'alors.



---

# Introduction au lissage optique et contexte de l'étude

---

## 1.1 Lasers de puissance et cohérence

Depuis la découverte par Schalow et Townes [5] et la première réalisation d'une source laser par Maimann [6] en 1960, les chercheurs et industriels qui leur ont succédé n'ont eu de cesse d'essayer d'améliorer les caractéristiques exceptionnelles et jusqu'alors inimaginables que possèdent les lasers. Ces caractéristiques peuvent être classées en différentes grandes catégories : les unes sont plutôt liées à la cohérence temporelle, les autres sont plutôt liées à la cohérence spatiale. Les propriétés des lasers liées à la cohérence temporelle ont permis d'obtenir premièrement des sources de très grande monochromaticité pour des applications en spectroscopie par exemple [7], et ont ensuite permis, à l'inverse, d'obtenir des sources à très large spectre et donc de durée de plus en plus courte [8] ouvrant des possibilités d'utilisation en imagerie de différents milieux par exemple [9]. Grâce à ces sources ultra-courtes, on peut aujourd'hui observer le mouvement des atomes d'une molécule et même observer l'évolution du champ électrique au cours du temps [10]. La grande cohérence temporelle de ce genre de sources a également donné lieu à la création d'un nouveau mode de communication. Le domaine des télécommunications représente en effet aujourd'hui la plus grosse part du marché dans le domaine des lasers.

Les propriétés des lasers liées à la cohérence spatiale ont quant à elles rendu possible la focalisation de la lumière dans un très petit volume, où l'on obtient donc une grande densité d'énergie électromagnétique. Le but recherché est alors d'obtenir l'éclairement le plus important au niveau d'une cible, quelle que soit sa nature. Il peut s'agir de plaque de métal comme pour la découpe industrielle, ou un échantillon pour réaliser un micro-usinage. Il peut s'agir de matière vivante comme pour le traitement ou la cicatrisation de la peau, ou le traitement de troubles ophtalmologiques (comme la myopie par exemple), ou encore pour la dentisterie. Evidemment, dans les différents cas évoqués, les conditions d'éclairement sont différentes, cela dépend de l'application.

L'éclairement  $\xi$  est défini comme le rapport :

$$\xi = \frac{E}{S \Delta\tau} \quad (\text{W.cm}^{-2}) \quad (1.1)$$

avec  $E$  l'énergie laser,  $\Delta\tau$  la durée de l'impulsion, et  $S$  la surface éclairée. On comprend qu'un éclairement important peut être obtenu sur une cible :

- en réduisant la surface éclairée (par focalisation) par une amélioration de la cohérence spatiale,
- en réduisant la durée de l'impulsion (comme dans le cas du traitement des troubles ophtalmiques),
- ou en augmentant l'énergie de la source laser.

En poussant à l'extrême l'un ou l'autre des paramètres de la source que nous venons d'évoquer, on se rapproche d'un type de laser que l'on appelle depuis longtemps le laser de puissance [1]. Le dernier point évoqué concernant l'énergie amène alors à une autre utilisation possible de ces lasers : obtenir la fusion thermonucléaire de la matière.

### 1.1.1 Utilisation des lasers de puissance

Le but de l'utilisation des lasers de puissance pour la fusion thermonucléaire est d'en comprendre le mécanisme, et de la contrôler, pour des applications militaires dans le cadre de la simulation des armes nucléaires, ou pour des applications civiles (la fusion comme nouvelle source d'énergie), ou encore pour des utilisations scientifiques dans des domaines tels que l'astrophysique. Avec un laser de puissance après focalisation, on peut obtenir sur une cible

les conditions de pression et de température équivalentes à celles régnant dans les étoiles. La technique utilisée à ces fins est la Fusion par Confinement Inertiel (FCI) [11]. Le principe est relativement simple. Cela consiste à "éclairer" une cible de deuterium-tritium de façon uniforme pour la comprimer et la "chauffer" pendant assez longtemps, sur une durée de l'ordre de la nanoseconde, et ainsi obtenir les conditions de température et de pression permettant d'amorcer le processus de fusion. Le chauffage est obtenu grâce à la quantité d'énergie qui est apportée par l'impulsion laser durant l'interaction avec la cible.

Pour réaliser la FCI, le Commissariat à l'Énergie Atomique, comme d'autres centres

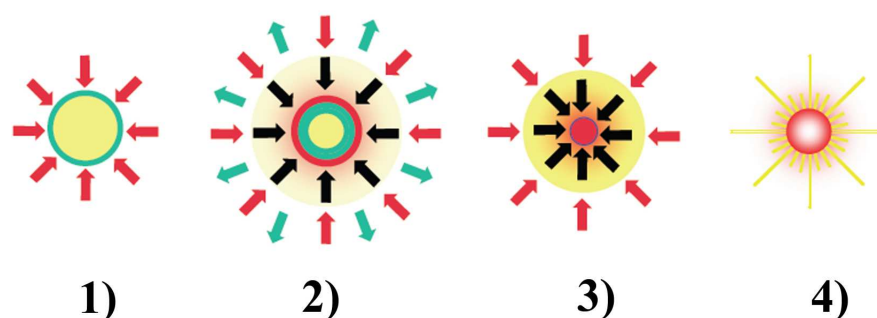


FIG. 1.1 – Schéma de principe de la FCI. **1)** Dépôt d'énergie sur la cible par laser ; **2)** Accélération de la cible par effet fusée ; **3)** Allumage de la zone centrale de la cible ; **4)** Combustion thermonucléaire finale

d'étude dans le monde, développe depuis de nombreuses années différents lasers de puissance dont le but est d'obtenir la fusion de la matière. Le principe du fonctionnement d'un laser de puissance typique, tels que ceux développés au CEA, est illustré dans la figure 1.2.

Un oscillateur délivre une impulsion dont l'énergie est faible (inférieure au millijoule) et dont la durée est de l'ordre de la nanoseconde. Après une mise en forme spatiale et temporelle, pour conférer à l'impulsion la forme voulue, un étage préamplificateur permet d'amplifier cette impulsion d'un facteur d'amplification important pour obtenir en entrée de chaîne amplificatrice une énergie approchant le joule. L'ensemble oscillateur / mise en forme spatio-temporelle / préamplificateur est souvent appelé le "Pilote".

A partir de ce stade, l'impulsion préamplifiée est envoyée dans la chaîne amplificatrice de puissance, composée d'un ensemble de plaques de matériau amplificateur (tel que le verre dopé Néodyme). Un des paramètres important qui caractérise ce genre de matériau est la fluence de saturation  $F_s$ . C'est une grandeur qui définit l'énergie maximale que peut supporter le matériau en question par unité de surface. Au delà de cette valeur, l'amplification de l'im-

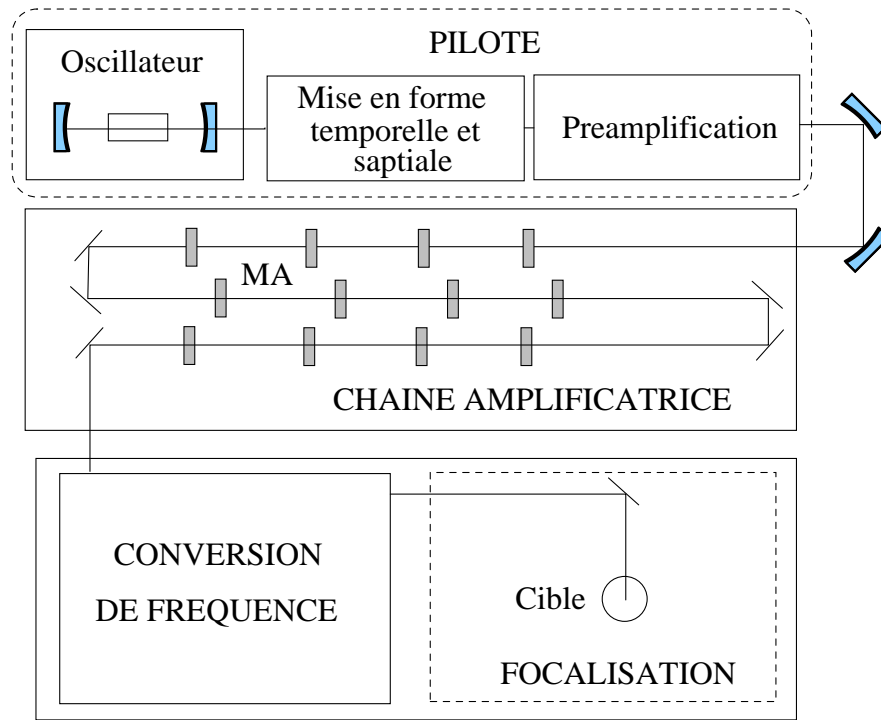


FIG. 1.2 – Schéma de principe d'une chaîne laser de puissance ; MA : matériau amplificateur

pulsion entre dans un régime de saturation et il devient alors difficile de maîtriser la forme temporelle. Si on prend l'exemple du Néodyme-verre qui est un matériau couramment utilisé dans les lasers de puissance, la fluence de saturation vaut  $4 \text{ J.cm}^{-2}$ . Le but de la chaîne amplificatrice étant d'extraire de l'énergie au maximum, il faut donc adapter la fluence d'entrée dans la chaîne amplificatrice pour qu'à la fin de la chaîne, elle ne dépasse pas la fluence de saturation du matériau amplificateur traversé. Pour cela, on doit agrandir la section du faisceau pour réduire l'énergie par unité de surface.

Un autre phénomène à prendre en compte est l'apparition d'effets non-linéaires dans les matériaux à partir d'une certaine intensité crête par unité de surface. Cette intensité crête étant de l'ordre de  $4 \text{ GW.cm}^{-2}$  pour le Néodyme-verre [12][13], cela impose que la durée de l'impulsion soit supérieure à la nanoseconde. Pour ces diverses raisons, on doit parfaitement maîtriser l'allure temporelle et spatiale de l'impulsion à amplifier.

Après amplification dans une ou plusieurs chaînes amplificatrices, et après éventuellement plusieurs passages, l'impulsion d'énergie finale pouvant être supérieure au kilojoule, peut être convertie, si besoin est, au troisième harmonique par un système de conversion de fréquence pour être enfin focalisée sur la cible. La conversion de fréquence dans le domaine de l'ultra-violet est nécessaire pour une bonne interaction avec la matière, dans le cas de la FCI en



”attaque-directe”. [11]

L'éclairement final obtenu sur cible est donc de l'ordre de  $10^{16}$  W.cm<sup>-2</sup> pour l'exemple du Laser Mégajoule (LMJ), si on prend une énergie de 2 MJ, pour une impulsion de 10 ns et une cible de 1 mm de diamètre. Mais il ne s'agit là que d'un éclairement moyen, qui ne tient pas compte des défauts à petite échelle. Or l'uniformité de l'éclairement sur la cible est un paramètre clef pour limiter le développement des instabilités au niveau du plasma. Il faut donc, pour comprendre l'origine des défauts d'éclairement, tenir compte des propriétés spatio-temporelles de l'impulsion qui arrive au niveau de la cible après amplification. Pour cela on doit connaître parfaitement comment évolue l'impulsion tout au long de sa propagation, depuis le pilote jusqu'à la cible, tant au niveau spatial que temporel.

### 1.1.2 Le lissage optique : objectifs principaux

Les caractéristiques temporelles, spatiales et énergétiques de l'impulsion laser évoluent tout au long de la propagation dans les différents étages de la chaîne, depuis la sortie du Pilote. Les étapes qui nous intéressent plus particulièrement sont celles de l'amplification dans la chaîne amplificatrice et celle de la focalisation sur la cible. Si, lors de la préamplification, aucune modification indésirable (hormis celle imposée par la mise en forme spatio-temporelle) n'est apparue au niveau de l'impulsion issue de l'oscillateur, nous pouvons admettre qu'en entrée de chaîne, le faisceau laser est de grande dimension spatiale, de diamètre  $L$ , de durée  $\Delta\tau$ , d'énergie  $E_{in}$  avec une répartition d'énergie uniforme sur toute la section du faisceau. En effet, une forme de faisceau de profil type supergaussien est exigée pour bien extraire l'énergie emmagasinée au niveau des plaques amplificatrices. Nous considérons donc le cas idéal d'une onde plane monochromatique d'amplitude et de phase constante suivant la dimension transverse du faisceau.

Cette impulsion est amplifiée tout au long de la chaîne et est théoriquement focalisée à la limite de diffraction sur la cible (cf. figure 1.3). L'exemple peut être donné pour un faisceau LMJ. Si  $L = 40$  cm, la longueur d'onde vaut  $\lambda = 351$  nm, et la focale est de  $f = 2$  m, la tache focale de dimension  $\lambda f/L$  serait de l'ordre du micron. On voit d'ores et déjà que cette limite de diffraction est bien plus petite que la dimension de la cible. Toutefois, le cas réel est différent du cas idéal. L'amplitude et la phase de l'impulsion sont en fait altérées tout au long de la

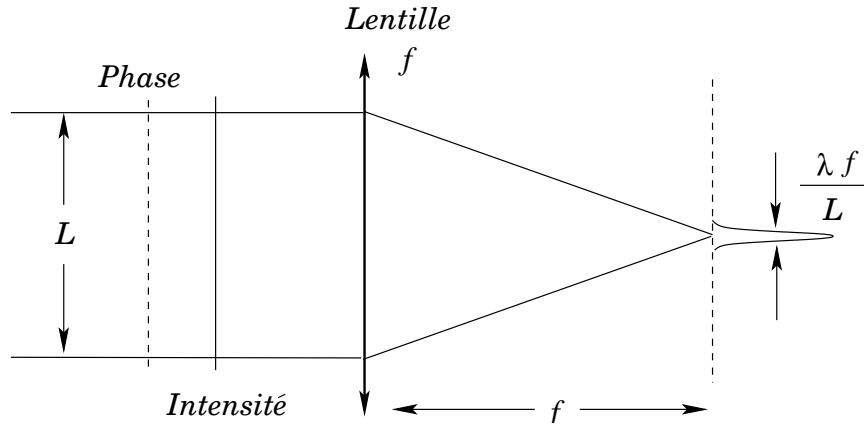


FIG. 1.3 – Caractéristiques générales du faisceau avant et après focalisation

propagation dans la chaîne, par l'accumulation de défauts liés aux plaques amplificatrices, au gain non-uniforme dans les plaques, aux effets thermiques..., qui provoquent une distorsion des fronts d'onde que l'on analyse en terme d'aberrations. La phase et l'amplitude du champ après amplification se retrouvent donc modulées spatialement par l'effet même de ces aberrations.

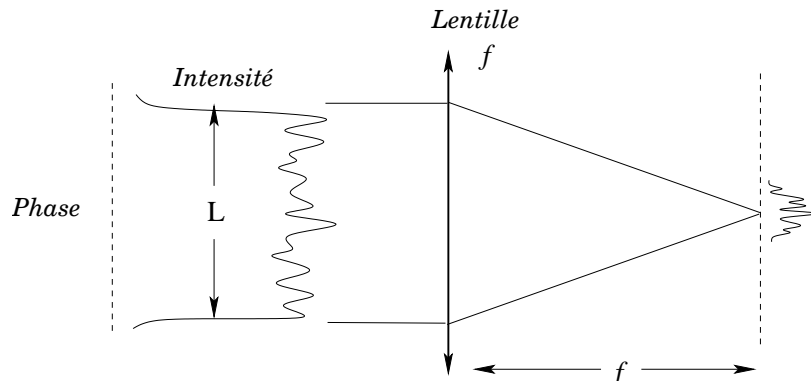


FIG. 1.4 – Modulations d'amplitude et de phase ; effets sur la focalisation

Par ailleurs, il est nécessaire d'introduire une modulation de phase temporelle permettant d'éviter des phénomènes parasites liés à l'amplification dans la chaîne, tels que l'effet Brillouin, qui est une source d'endommagement des optiques [14, 15]. Malheureusement, cette modulation de phase peut également se transformer en modulation d'amplitude par des effets de dispersion ou autres dans les matériaux amplificateurs.

La tache focale n'est donc plus réduite en dimension à sa limite de diffraction et présente, de plus, des modulations spatiales et temporelles, qui sont dues aux distorsions de la phase (cf. figure 1.4). Il en résulte des pics d'intensité dans le plan focal détruisant ainsi l'uniformité requise pour l'interaction, et il en est de même dans le domaine temporel. Et c'est le point problématique de l'interaction laser/matière : ces aberrations peuvent-elles être à l'origine du

développement d'instabilités paramétriques dans le plasma créé sur cible, et leurs effets sont-ils néfastes à la bonne maîtrise de l'interaction ? Pour minimiser le problème, nous devons réduire l'influence des modulations temporelles et spatiales du faisceau au niveau de la tache focale.

Or, il existe des valeurs limites en-dessous desquelles ces instabilités se mettent à apparaître et à croître de façon dramatique pour l'interaction souhaitée. Dans le cas de l'attaque indirecte, les modulations de la phase peuvent être à l'origine d'instabilités hydrodynamiques qui ne favorisent pas une bonne conversion du rayonnement laser en rayonnement X nécessaire pour le chauffage de la cible. Il faut donc faire en sorte que les caractéristiques des modulations de phase ne permettent pas la naissance de ces instabilités au niveau du plasma de cible, ou du moins, faut-il faire en sorte qu'elles se développent le moins possible. La dimension transverse des modulations n'est pas un paramètre crucial. En revanche, la durée de cohérence de l'impulsion doit être réduite au temps critique de l'apparition d'instabilités (de l'ordre de la picoseconde à la dizaine de picosecondes selon le type d'instabilités). En effet, si l'énergie déposée au niveau de la cible présente des modulations temporelles plus petites que ce paramètre limite, on peut espérer que le plasma "verra" un dépôt uniforme requis pour une bonne interaction, dans le cas de l'attaque directe par exemple. La technique utilisée pour réduire l'influence des modulations est connue sous nom de "lissage optique".

On comprend donc que pour "lisser" le profil du faisceau pour obtenir une tache focale uniforme en fluence au niveau de la cible, nous devons intervenir sur les propriétés de cohérence de la source. Le principe général est donc de **"réduire" la cohérence de la source**, que ce soit du point de vue spatial ou temporel. Nous ne cherchons plus alors à profiter des grandes propriétés de cohérence des lasers, mais au contraire, nous cherchons à les dégrader partiellement. Commençons par décrire simplement la notion de cohérence optique.

## 1.2 Notion de cohérence

Nous nous limiterons, pour notre étude, à la notion de cohérence classique. Le sens original du mot cohérence en optique a trait uniquement à *"l'aptitude qu'a une source de donner naissance à des phénomènes d'interférences"* [16]. Cette définition conduit immédiatement à deux difficultés d'ordre expérimental.

La première est évidemment la capacité à pouvoir observer les interférences qu'une source qu'on suppose cohérente peut engendrer. Il faut alors distinguer l'observation dans le domaine spatial de celle que l'on peut faire dans le domaine temporel. En effet, expérimentalement, les systèmes d'observation qui permettent de donner une information spatiale (caméra vidéo, film sensible, détecteur CCD...) ont des résolutions spatiales qui peuvent facilement s'approcher de la longueur d'onde du rayonnement observé. De plus, il est facile de réaliser un grandissement de l'image afin d'améliorer la résolution. Il n'en est pas de même pour les systèmes de mesure d'informations temporelles, dont la résolution est toujours supérieure à un très grand nombre de périodes optiques (3 fs pour une onde à 1053 nm). Observer un phénomène de durée caractéristique subpicoseconde s'avère difficile avec un détecteur classique.

La deuxième difficulté que pose cette définition est liée à l'avènement des sources lasers dans les années soixante, qui a considérablement élargi le champ d'application de la notion de cohérence. En effet, avec ce genre de sources, on a pu démontrer qu'on pouvait corrélérer les intensités en deux points différents de l'espace, ce qui n'était pas possible avec les sources lumineuses classiques [17].

Nous définirons donc plus généralement la cohérence optique d'une source comme l'ensemble des propriétés de corrélation statistique entre les différentes composantes élémentaires qui constituent le champ électrique généré par la source étudiée, que ce soit dans le domaine spatial ou dans le domaine temporel. En effet, le cas idéal de la source laser parfaitement monochromatique émettant de manière uniforme dans le temps un rayonnement unidirectionnel cohérent n'est pas applicable pour la plupart des sources qui nous intéressent, ne serait-ce que par la durée finie des impulsions que nous utilisons pour l'interaction laser/matière. Il nous faut donc considérer une source partiellement cohérente du point de vue spatial, émettant un rayonnement quasi-monochromatique (voire à spectre large) par trains d'onde de durée aléatoire. Cette description de la source partiellement cohérente réelle se rapproche plus de la source que l'on souhaite obtenir pour éviter la création d'instabilités dans le plasma de cible.

## 1.2.1 Généralités

### 1.2.1.1 Etude générale et expérience associée

Pour décrire une source partiellement cohérente, nous nous inspirons des définitions rassemblées par Born et Wolf dans leur ouvrage intitulé "Principles of Optics" [18].

Pour une onde plane monochromatique idéale, l'amplitude et la phase du champ sont constantes dans un plan. Ce n'est plus le cas pour une source générant un faisceau partiellement cohérent. Ce genre de sources possèdent une amplitude et une phase qui subissent des fluctuations aléatoires au cours du temps, de durée caractéristique égale au temps de cohérence. Dans le domaine spatial, on peut également introduire une zone de cohérence au delà de laquelle le champ en deux points n'est plus corrélé. Le champ électrique tenant compte des propriétés aléatoires que nous venons d'évoquer est alors une combinaison de termes aléatoires en temps et en espace telle que [19] :

$$E(\vec{r}, t) = \sum_{m,n=0}^{N^2} a_{m,n}(\vec{r}, t) \cdot \exp \left[ i \left( \vec{k}_m \cdot \vec{r} - \omega_n t \right) \right] \exp \left[ i \phi_{m,n}(\vec{r}, t) \right] \quad (1.2)$$

Le champ réel est donc décrit par une distribution statistique de  $N$  termes d'amplitude et de phase dans le domaine spatial et temporel, où  $N$  est le nombre de modes de la source. Pour décrire correctement ces sources réelles aléatoires il semble nécessaire d'introduire une mesure de la corrélation qui existe entre deux points du faisceau émis par la source. Cette description faite, nous pourrions savoir si la source considérée répond aux critères attendus en terme de cohérence, évoqués en introduction, à savoir un temps de cohérence plus court que le temps d'apparition des instabilités et une dimension de cohérence réduite.

Sur le plan expérimental, on accède à la caractérisation de la source par des expériences d'interférométrie à deux ondes, en mesurant par exemple la visibilité des franges d'interférence produites par deux points du faisceau, comme l'illustre la figure 1.5.

On peut définir la visibilité  $V$  comme le rapport :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.3)$$

où  $I_{max}$  et  $I_{min}$  sont respectivement l'intensité maximale et minimale des franges d'interférence recueillies après l'interféromètre. Si la visibilité vaut 1, les deux points du faisceau considéré

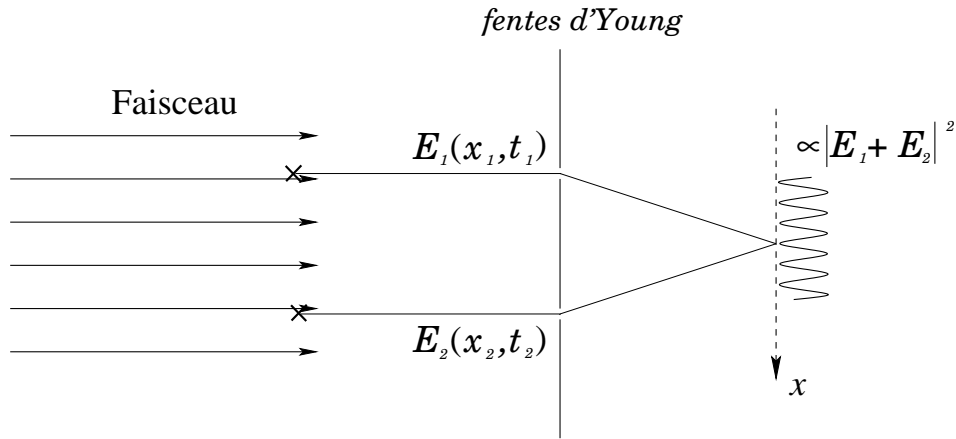


FIG. 1.5 – Observation de franges d'interférence dans une expérience d'interférométrie à deux ondes, issues d'un même faisceau

sont dits totalement cohérents; si la visibilité vaut 0, les deux points du faisceau sont totalement incohérents. Cependant, comme dans notre cas il s'agit de sources réelles, aucune des deux situations évoquées n'est réalisable. Nous parlons donc de source "partiellement cohérente". Il reste à déterminer s'il s'agit d'une source fortement cohérente ou faiblement cohérente. Nous introduisons donc des fonctions de corrélation permettant de caractériser ce "degré" de cohérence.

Nous allons tout d'abord étudier la corrélation qui existe entre deux points du faisceau en définissant la fonction de cohérence mutuelle, et le degré de cohérence. Dans un deuxième temps, nous montrerons comment accéder expérimentalement à ces fonctions par interférométrie de type Michelson.

### 1.2.1.2 Définition des grandeurs de corrélation

- La première fonction permettant de caractériser la cohérence entre deux points d'un faisceau est issue directement de l'expression de l'intensité du signal recueilli après sommation des champs issus des deux points sources créés par interférométrie. Si les deux points sont situés l'un en un point d'origine  $r$  et l'autre en  $r + \rho$ , et que l'on souhaite connaître la corrélation qui existe entre les deux points après un délai  $\tau$ , on peut écrire la somme des intensités provenant des deux points sources comme :

$$I_{tot}(r, \rho, \tau) = \left\langle \left| E_1(r + \rho, t + \tau) + E_2(r, t) \right|^2 \right\rangle_t \quad (1.4)$$

où  $\langle \dots \rangle_t$  est la valeur moyenne statistique au cours du temps. En développant, on obtient la relation générale pour un point  $r$  de l'espace :

$$\boxed{I_{tot}(\rho, \tau) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \Re \left\{ \left\langle E_1(r + \rho, t + \tau) E_2^*(r, t) \right\rangle_t \right\}} \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} \text{avec } I_i &= \left\langle E_i(r + \rho, t + \tau) E_i^*(r + \rho, t + \tau) \right\rangle_t \\ &= \left\langle E_i(r, t) E_i^*(r, t) \right\rangle_t \end{aligned}$$

On définit alors la **fonction de cohérence**

**mutuelle**  $\Gamma_{12}(\rho, \tau)$  :

$$\boxed{\Gamma_{12}(\rho, \tau) = \left\langle E_1(r + \rho, t + \tau) E_2^*(r, t) \right\rangle_t} \quad (1.6)$$

donc

$$I_{tot}(\rho, t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \Re \left\{ \Gamma_{12}(\rho, \tau) \right\} \quad (1.7)$$

• En normalisant la fonction de cohérence mutuelle, on définit une deuxième fonction, notée  $\gamma_{12}(\rho, \tau)$ , appelée le **degré de cohérence complexe** :

$$\boxed{\gamma_{12}(\rho, \tau) = \frac{\Gamma_{12}(\rho, \tau)}{\sqrt{I_1 I_2}}} \quad (1.8)$$

## 1.2.2 Cohérence spatiale et temporelle et méthodologie associée

Si maintenant on généralise à toutes les dimensions de l'espace,  $\rho$  désignant les variables transverses  $(x, y)$ , et  $z$  désignant la variable longitudinale, nous pouvons connaître le **degré de cohérence spatiale transverse**  $\gamma_{sp}(\rho, z)$  de notre source. Il est défini comme :

$$\gamma_{sp}(\rho) = \frac{\Gamma_{12}(\rho, 0, 0)}{\sqrt{I_1 I_2}} \quad (1.9)$$

et le **degré de cohérence spatiale longitudinale**  $\gamma_{sp}(z)$  défini comme :

$$\gamma_{sp}(z) = \frac{\Gamma_{12}(0, z, 0)}{\sqrt{I_1 I_2}} \quad (1.10)$$

Nous pouvons également connaître le **degré de cohérence temporelle**  $\gamma_{temp}(\tau)$  de notre source, défini comme :

$$\gamma_{temp}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(0, 0, \tau)}{\sqrt{I_1 I_2}} \quad (1.11)$$

En pratique, chacune de ces fonctions nous donne la valeur de la **zone de corrélation spatiale transverse** ainsi que la **zone de corrélation spatiale longitudinale** de la source, et le **temps de cohérence de la source**, respectivement. La mesure de l'une ou de l'autre passe, comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, soit par une mesure d'interférométrie à division de front d'onde (type interféromètre de fentes d'Young), soit par une mesure d'interférométrie à division d'amplitude (type interféromètre de Michelson). C'est la part la plus importante de la caractérisation de la source.

Ces deux types de mesure permettent d'évaluer l'intensité moyennée en temps issue de la corrélation des champs  $E_1$  et  $E_2$  provenant des deux bras d'un interféromètre, comme l'illustre la figure 1.6.

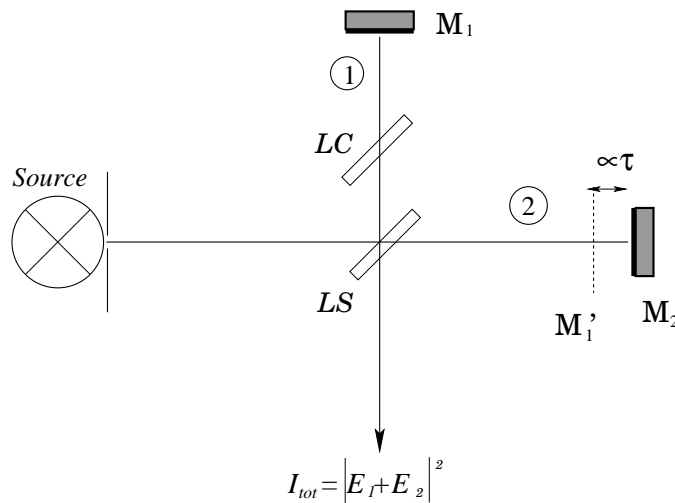


FIG. 1.6 – Expérience d'interférométrie type Michelson pour la mesure de cohérence temporelle. Détermination du temps de cohérence. LS : lame séparatrice, LC : lame compensatrice

Le résultat nous donne donc les valeurs globales moyennées en temps de la zone de corrélation spatiale transverse et du temps de cohérence de la source, alors que celle-ci génère un champ électrique dont l'amplitude et la phase sont partiellement aléatoires. Ces mesures moyennent donc l'effet statistique des différents éléments de phase et d'amplitude du champ.

Malgré tout, l'information obtenue nous renseigne suffisamment sur la source étudiée pour conclure si elle correspond ou non aux critères nécessaires à une bonne interaction laser/cible.

En pratique, la méthode de mesure de la fonction de cohérence temporelle est connue. Il



s'agit de la méthode classique de mesure de temps de cohérence d'une source à l'aide d'un interféromètre à division d'amplitude. Pour cela, on cherche à faire disparaître les franges d'interférence obtenues, en déplaçant le miroir amovible ( $M_2$ ), comme l'illustre la figure 1.6. Le déplacement engendré est proportionnel à un retard  $\tau$  qui traduit le délai entre les deux bras. La courbe de la visibilité  $V$  des franges en fonction du retard  $\tau$  définit alors simplement la fonction de cohérence temporelle  $\gamma_{temp}(\tau)$  attendue. Pour ce qui est de la mesure de la fonction de cohérence spatiale, on peut évoquer une mesure de la cohérence spatiale longitudinale [20] qui permet de dé-corréler totalement la mesure de cohérence spatiale de la mesure de cohérence temporelle en compensant le retard engendré par le délai  $\tau$ . C'est une expérience basée aussi sur le principe de l'interféromètre de Michelson qui permet d'accéder. Pour cela, il faut pouvoir compenser le déplacement du miroir  $M_1$  pour que les champs électriques issus de chacun des bras de l'interféromètre soient toujours superposés temporellement ( $\tau = 0$ ). On utilise alors un couple de prismes, installés comme l'illustre la figure 1.7.

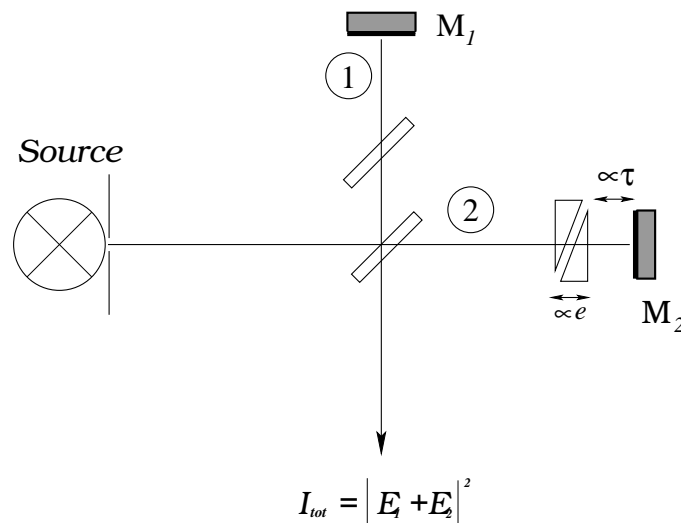


FIG. 1.7 – Expérience d'interférométrie type Michelson pour la mesure de cohérence spatiale longitudinale

Grâce à l'expérience présentée en figure 1.7, on peut accéder 'a la **zone de corrélation spatiale longitudinale** de la source. Malgré tout, à l'aide de ce type d'expérience d'interférométrie à division d'amplitude, on ne peut pas mesurer la cohérence spatiale transverse. Il faut mettre en œuvre un autre système d'interférométrie pour accéder à cette information. Nous avons recensé une littérature assez importante sur le sujet, notamment dans le cadre de la mesure de la cohérence spatiale par la méthode des fentes d'Young (interférométrie à division de front d'onde). Un grand nombre d'exemples est présenté dans différents ouvrages

tels que ceux de Born & Wolf et Hecht-Zajac. On peut également citer des travaux récents dans le domaine des sources de rayonnement X-UV. En effet, l'émergence de ce nouveau type de sources a entraîné un développement de méthodes pour diagnostiquer la cohérence du rayonnement obtenu. La première solution étudiée consistait en l'utilisation d'un système de fentes d'Young [21]. Les fentes sont placées dans le trajet du faisceau et la visibilité des franges obtenues donne directement une mesure du degré de cohérence spatiale en fonction de la distance de propagation et de la distance entre les deux fentes. Une solution alternative est l'utilisation d'un système d'interférométrie similaire : le biprisme de Fresnel [22, 23]. Ces deux méthodes ont permis d'obtenir de bons résultats, mais présentent un inconvénient majeur en ce qui nous concerne. Il s'agit du fait que la mesure, dans chaque cas, n'est pas mono-coup mais nécessite la modification d'un paramètre entre chaque mesure. En procédant ainsi, on est obligé de reconstruire l'information pour en déduire la zone de corrélation spatiale. Or, nous souhaitons pouvoir faire la mesure sur une chaîne laser de puissance, qui délivre une impulsion unique après un certain délai de latence. Nous avons donc absolument besoin d'une expérience mono-coup, où la détermination de la cohérence spatiale transverse se déduit directement de la mesure faite sur l'impulsion étudiée. Il faut donc trouver une méthode de mesure de cohérence spatiale qui soit adaptée à ce type de source.

Chacune des expériences d'interférométrie que nous venons d'évoquer permet d'accéder à la mesure d'une fonction de cohérence, que ce soit dans le domaine temporel ou spatial. Nous définirons alors le **temps de cohérence** comme la largeur totale de la fonction de degré de cohérence temporelle  $\gamma_{temp}$ . Et le **rayon de corrélation** comme la largeur totale de la fonction de degré de cohérence spatiale transverse  $\gamma_{sp}$ , comme l'illustre la figure 1.8. Les valeurs obtenues pour ces deux largeurs doivent alors être de l'ordre de celles des caractéristiques décrivant les instabilités paramétriques, ou même inférieures. La zone de corrélation spatiale longitudinale (grandeur à ne pas confondre avec la longueur de cohérence temporelle qui peut être définie à partir du temps de cohérence) peut se déduire directement de la mesure du rayon spatial transverse. Il n'est donc pas nécessaire de mettre en place la mesure de cohérence spatiale longitudinale.

Nous connaissons maintenant les grandeurs observables principales décrivant la cohérence de notre source. Elles donnent des informations moyennées en temps, à la fois sur la cohérence

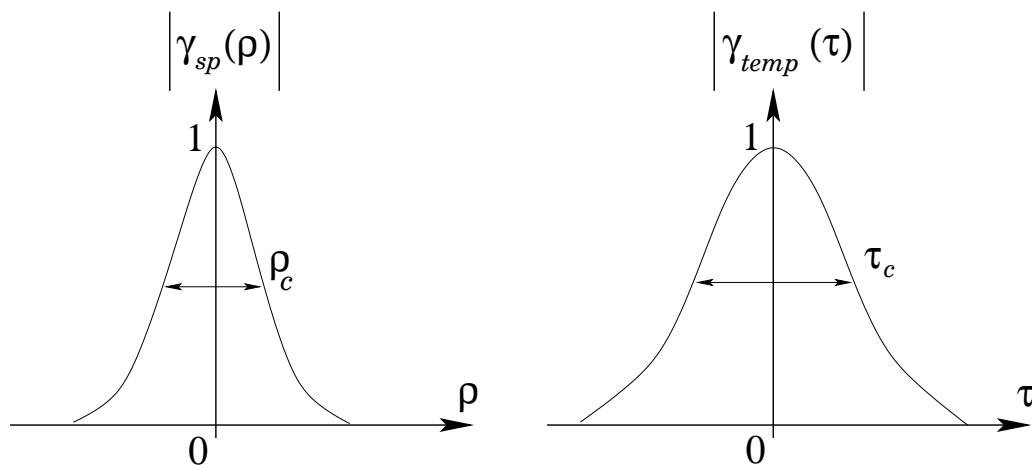


FIG. 1.8 – Largeurs de corrélation temporelle et spatiale

spatiale et sur la cohérence temporelle. Leur mesure passe par une mesure d'interférométrie à division de front d'onde ou d'amplitude.

Nous allons maintenant devoir répondre aux questions suivantes :

- comment peut-on agir volontairement sur la cohérence de la source que l'on souhaite étudier pour qu'elle réponde aux attentes ?
- existe-t-il une méthode permettant de réduire la cohérence de la source de façon maîtrisée ?
- peut-on agir à la fois sur la cohérence spatiale et sur la cohérence temporelle ?

### 1.3 Le lissage optique

La méthode qui a été développée dans le but de réduire la cohérence de la source pour les lasers de puissance, depuis une vingtaine d'années, s'appelle le lissage optique. A l'origine, elle est apparue sous le nom d' "Incohérence Spatiale Induite" (ISI) [24] . Le nom de lissage optique a été consacré peu après. Le but de cette technique est de réduire la cohérence spatiale et temporelle de la source, pour qu'à la fin de chaîne, les points chauds ("surintensités") de la tache focale soient distribués uniformément et qu'ils évoluent temporellement avec un temps caractéristique lié au temps de cohérence. L'éclairement moyen sur un temps supérieur au temps de cohérence devient uniforme sur toute la surface irradiée. C'est l'accumulation au cours du temps de toutes ces figures de tavelures (ou "figure de speckles", d'après la dénomination anglaise) qui conduit à l'homogénéisation de la tache focale sur toute la durée de l'impulsion.

La partie qui vient est consacrée à l'explication du principe de cette technique. Nous

aborderons aussi les différentes techniques utilisables et leurs caractéristiques. Pour finir, nous décrirons en détail ce qu'on appelle une figure de tavelures.

### 1.3.1 Principe

Pour obtenir une homogénéisation de la tache focale, il faut donc transformer une source fortement cohérente en source faiblement cohérente temporellement et spatialement, et il faut favoriser un déplacement rapide des speckles générés pendant l'impulsion. On voit donc apparaître les trois éléments nécessaires à l'obtention d'un bon lissage optique :

1. favoriser la création d'un grand nombre de modes spatiaux ce qui équivaut à favoriser la génération d'une figure de tavelures,
2. favoriser la présence d'un grand nombre de modes temporels pour réduire le temps de cohérence  $\tau_c$  de la source,
3. et favoriser le mouvement des speckles générés grâce à un couplage spatio-temporel. Les modes spatiaux doivent être couplés aux modes temporels à l'aide d'un élément optique capable de produire un décalage temporel dépendant de l'espace (comme un réseau de diffraction ou une fibre optique).

Le principe général est donc le suivant.

#### *1<sup>re</sup> étape : Obtenir une figure de tavelures fixe*

Prenons une onde monochromatique de surface d'onde plane de diamètre  $L$ . La focalisation du faisceau par une lentille  $f$  donne une tache focale de dimension  $\lambda f/L$ .

Si maintenant on insère dans la section du faisceau une lame de phase constituée de  $N_{\phi_x}$  éléments de phase spatiale de dimension  $d$  et de valeurs différentes aléatoires (à chaque élément de phase  $i$  on associe une phase  $\phi_{x_i}$ ), la forme de la tache focale sera fixée par l'ensemble des  $N_{\phi_x}$  contributions de phase. Nous obtenons ainsi une figure de tavelures fixe, dont la dimension globale  $\lambda f/d$  est donnée par la dimension des plus petits éléments. La dimension de chaque tavelure  $\lambda f/L$  est reliée à la dimension totale du faisceau. La figure de tavelures est déterminée par la "réalisation"  $\{\phi_{x_i}\}$ . Ces deux étapes sont illustrées dans la figure 1.9.

En résumé, à l'aide d'un élément optique apportant un ensemble de termes de phase

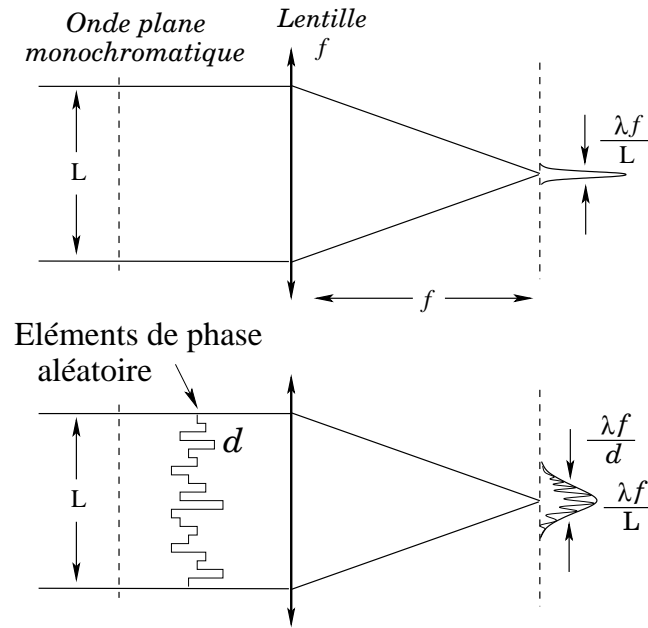


FIG. 1.9 – Obtention d’une figure de tavelures fixe grâce à un élément apportant une phase spatiale aléatoire aléatoirement répartis sur le faisceau et de valeur aléatoire, nous pouvons obtenir la création d’une figure de tavelures fixe, identique à chaque impulsion.

### 2<sup>me</sup> étape : Réduire la cohérence temporelle

Nous cherchons à présent à faire évoluer temporellement la figure de speckles fixe, avec un temps caractéristique égal au temps de cohérence. Si c’est le cas, l’impulsion de durée totale  $\Delta t$  sera constituée de  $N_{\Phi_t}$  sous-structures temporelles, dont la durée moyenne est égale à  $\tau_c = \frac{\Delta t}{N_{\Phi_t}}$ , comme l’illustre la figure 1.10. Cela se traduit physiquement par le fait que les points chauds s’allument et s’éteignent localement avec une période égale au temps de cohérence. Temporellement, l’impulsion est alors caractérisée par une distribution de phase et d’amplitude  $\{\Phi_{t_j}\}, \{a_{t_j}\}$

Pour obtenir cela, il faut favoriser la présence de nombreux modes temporels, soit en utilisant une source monochromatique dont on élargit le spectre comme peut le faire un modulateur de phase, soit en utilisant une source à large spectre [25].

Les techniques permettant de générer ce type d’impulsions seront évoquées dans la partie suivante.

Grâce aux éléments aléatoires de phase spatiale et au grand nombre de modes temporels, nous obtenons dans le plan focal le type de faisceaux illustré par la figure 1.11.

Cependant, la répartition de la figure de speckles reste identique localement. En effet, la

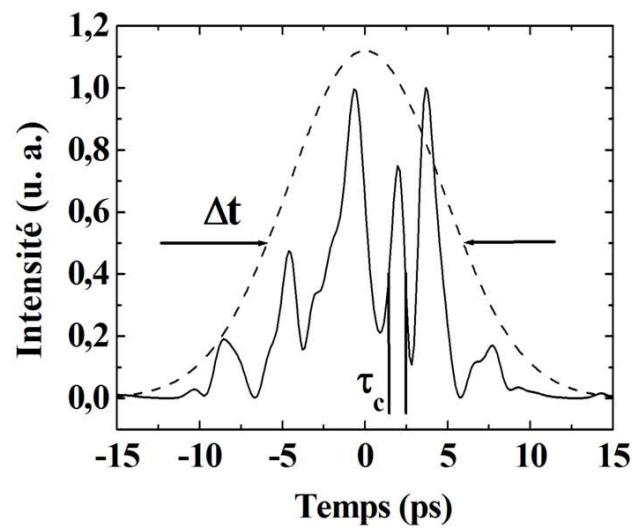


FIG. 1.10 – Modulations temporelles liées à la modulation de la phase. La valeur moyenne de la durée des modulations temporelles est égale à  $\tau_c$ . En pointillé, on a tracé l'enveloppe de l'impulsion de durée  $\Delta t$ .

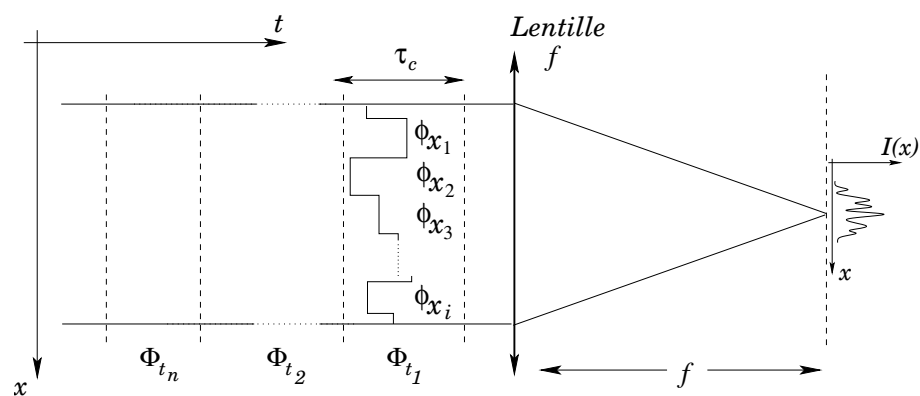


FIG. 1.11 – Focalisation d'une impulsion à phase temporelle aléatoire et multi-mode spatiale; l'intensité  $I(x)$  est donnée à chaque instant de l'impulsion.  $\phi_{x_i}$  : éléments de phase spatiale;  $\Phi_{t_n}$  : éléments de phase temporelle

distribution spatiale de la phase pendant la période  $(t_j - t_{j-1})$  est donnée par l'ensemble  $\{\phi_{x_i} + \Phi_{t_j}\}$ . Cette distribution est en fait la même que la distribution des  $\{\phi_{x_i}\}$ , mais avec un terme de phase temporelle en plus, ce qui donne simplement une figure de tavelures identique.

L'incohérence temporelle de l'impulsion et la lame de phase spatiale aléatoire ne permettent pas de faire bouger les points chauds. Ils fluctuent tout au plus en amplitude. En fait, pour les faire bouger, il faudrait que pour chaque intervalle de temps  $(t_j - t_{j-1})$ , il y ait une nouvelle "réalisation"  $\{\phi_{x_i}\}$ , pour changer la répartition spatiale des points chauds. Pour cela, il faudrait faire en sorte que spatialement, le long de la dimension transverse, la phase temporelle  $\Phi_{t_j}$  change.

### *3<sup>me</sup> étape : Favoriser le mouvement des speckles*

En effet, un décalage de la phase temporelle le long de l'axe  $x$  permettrait d'avoir non plus  $\{\Phi_{t_j} + \phi_{x_1}; \Phi_{t_j} + \phi_{x_2}; \dots; \Phi_{t_j} + \phi_{x_n}\}$  comme dans le cas de la figure 1.11, mais  $\{\Phi_{t_j} + \phi_{x_1}; \Phi_{t_{j+1}} + \phi_{x_2}; \dots; \Phi_{t_m} + \phi_{x_n}\}$ . La figure 1.12 permet de comprendre ce que l'on cherche à obtenir dans deux cas de figures différents. Dans le premier, le décalage de phase transverse se fait de façon discontinue, dans l'autre cas, il se fait de façon progressive dans la dimension transverse.

Dans la figure 1.11, tous les termes de phase spatiale voient la même phase temporelle  $\Phi_{t_j}$ , alors que dans la figure 1.12, aucun terme de phase spatiale  $\phi_{x_i}$  ne voit la même phase temporelle.

Donc, ce décalage spatial de la phase temporelle suivant  $x$  permet d'avoir au plan focal une figure de tavelures différente à chaque intervalle de temps. Cette succession au cours du temps de figures de speckles différentes engendre le lissage de la tache focale que nous cherchions à obtenir. On comprend alors le rôle primordial que joue le couplage entre les variables d'espace et la variable temporelle.

Nous n'avons jusqu'alors présenté que le principe général de la méthode. Voyons maintenant quelles sont les techniques couramment utilisées dans le domaine des lasers de puissance.

## 1.3.2 Caractéristiques des techniques utilisées

Dans cette partie nous évoquerons brièvement les différentes techniques utilisées couramment car le but de la thèse n'est pas l'étude de la technique de lissage en soi, mais l'étude des

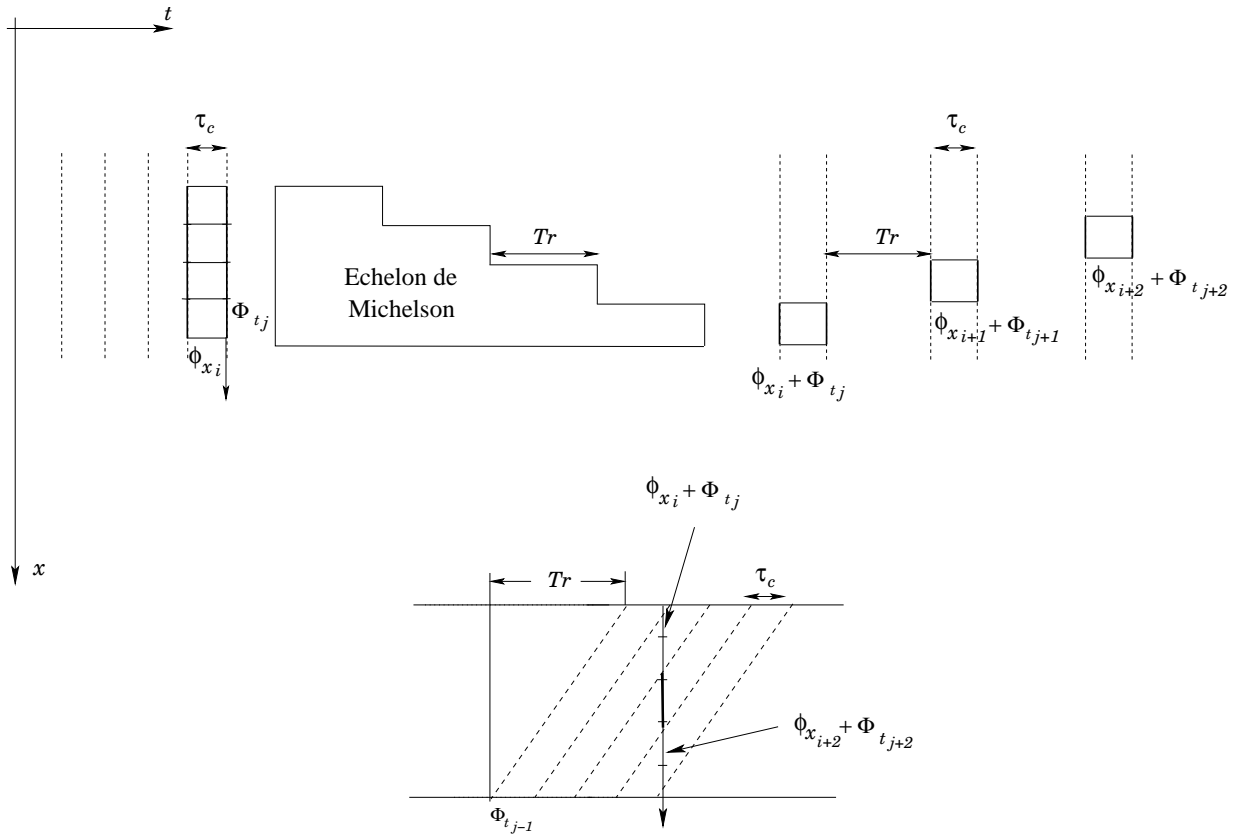


FIG. 1.12 – Décalage spatial de la phase temporelle; le saut de phase aléatoire temporel se fait avec une période égale à  $\tau_c$ , engendré par un temps retard  $T_r$ .

méthodes de caractérisation des faisceaux lissés. L'étude réalisée pendant la thèse est en effet applicable à n'importe quelle méthode de lissage. Une explication détaillée des techniques est présentée dans la thèse de L. Videau [3]

Chaque technique diffère selon la façon de coupler les modes temporels et spatiaux. Nous dirons qu'à chaque type de couplage correspond une technique.

Certaines méthodes de lissage peuvent être appelées passives, car dans ces cas là la source est naturellement lissée (soleil, source étendue à spectre large ou provenant de l'émission spontanée amplifiée). En fait, on ne peut pas vraiment parler de méthode de lissage car il s'agit d'un lissage naturel, intrinsèque à la source. On parlera de méthodes de lissage actives lorsqu'on met réellement en place une méthode de couplage spatio-temporel, dont le but est le lissage d'une source qui ne l'est pas à l'origine. Le couplage peut se faire entre les variables spatiales  $(x, y, z)$  et le temps  $t$ ; entre les vecteurs d'onde correspondant  $(k_x, k_y, k_z)$  et la pulsation  $\omega$ ; ou en utilisant une combinaison vecteurs d'ondes / temps ou variables spatiales / pulsation. On peut alors distinguer six techniques de lissage données par les six combinaisons de couplage spatio-temporel possibles, présentées en figure 1.13.



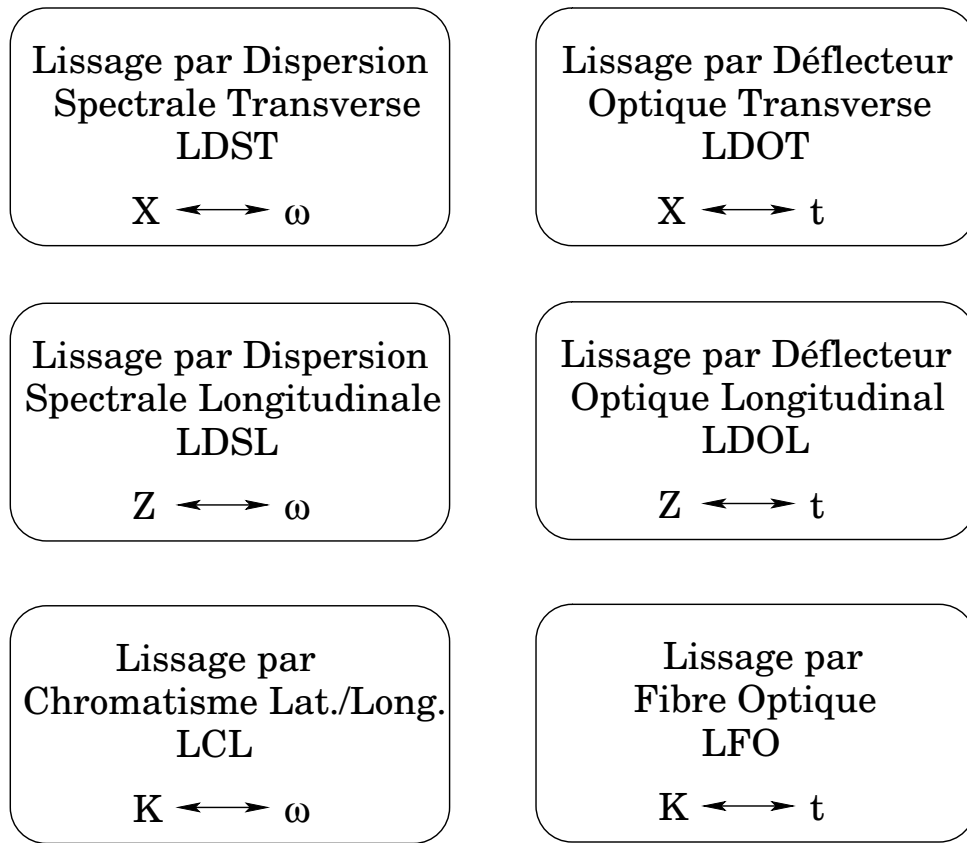


FIG. 1.13 – Les six techniques de couplage spatio-temporel possibles [3]

***Exemple du lissage par Dispersion Spectrale***

Pour chacune de ces techniques, l'efficacité du lissage dépend des caractéristiques des éléments optiques utilisés pour effectuer le couplage. Dans le cas du lissage LDS-1D transverse, illustré dans la figure 1.14, le modulateur de phase caractérisé par une fréquence de modulation  $\omega_m$  et une profondeur de modulation  $\beta_m$ , élargit le spectre et détermine le temps de cohérence et le nombre de modes temporels ; le couple de réseaux fixe le décalage des modes temporels  $\omega_i$  suivant la dimension transverse  $x$ , ce qui engendre la séparation spatiale des pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$  ; et la lame de phase aléatoire fixe la répartition des points chauds dans la figure de speckles, valables pour chaque  $\omega_i$ . Il y a donc un couplage "x /  $\omega$ ".

***Exemple du lissage par fibre optique***

Dans le cas du lissage par fibre optique, le couplage des modes temporels et spatiaux est créé dans la fibre. On utilise pour cela une fibre multi-mode à large cœur pour générer les différents modes spatiaux. Les modes temporels sont créés à l'aide d'une source monochromatique dont

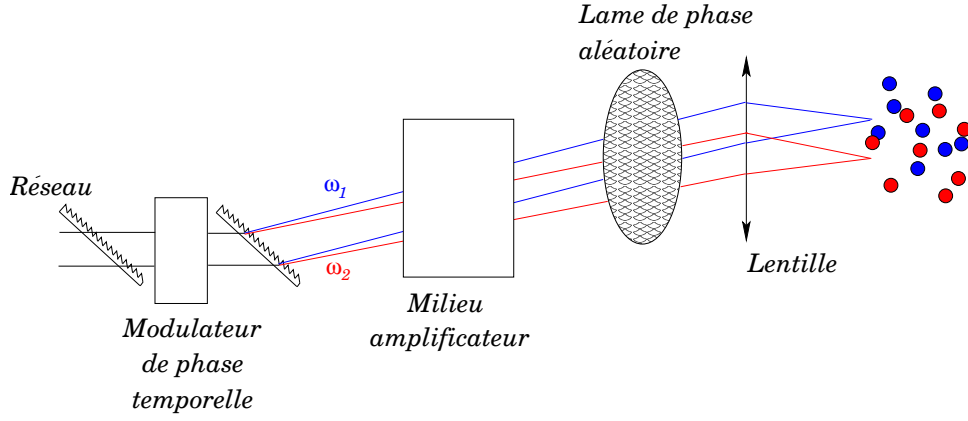


FIG. 1.14 – La technique de Lissage par Dispersion Spectrale Transverse 1D

on élargit le spectre à l'aide d'un modulateur de phase sinusoïdal. La porteuse de la modulation est de période  $T_m$  et de profondeur  $\beta_m$ . Dans la fibre vont donc se propager de nombreux modes à des vitesses différentes. On ajuste la longueur de la fibre pour que le temps retard créé entre le mode rapide et le mode lent soit plus grand que la période de modulation  $T_m$ . De plus, de faibles fluctuations du diamètre de coeur ou de l'indice de la fibre vont affecter la propagation en introduisant des phases indépendantes entre chaque mode. Si la fibre est assez longue, ces phases peuvent être considérées comme des processus indépendants qui obéissent à une distribution uniforme sur  $[0, 2\pi]$ . En conséquence, les modes optiques interfèrent à la sortie de la fibre et leur superposition produit une figure de speckles, à un instant donné. Le champ à la sortie est de statistique gaussienne centrée.

On peut montrer [26] que l'expression de la fonction d'auto-corrélation du champ devient dans la cas du lissage par fibre optique :

$$\begin{aligned} \gamma(\rho, \xi, \tau) = & \int_0^1 J_0 \left( \frac{\pi \sqrt{s} |\rho|}{\rho_c} \right) \exp -2is \frac{\xi}{\xi_c} ds \\ & \times J_0 \left( 2\beta_m \sin \left( \pi \frac{\tau - \xi/c}{T_m} \right) \right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

où  $\rho_c$  et  $\xi_c$  sont les rayons de corrélation transverse et longitudinale respectivement, et  $J_0$  représente la fonction de Bessel du premier ordre décrivant les modes spatiaux transverses se propageant dans une fibre circulaire [3]. Comme on peut le voir dans cette expression, connaître la fonction d'auto-corrélation générale du champ issu d'une source lissée nous permet de connaître la dimension temporelle et spatiale des speckles. La période de modulation  $T_m$ ,

définie comme le rapport  $\frac{2\pi}{\omega_m}$ , caractérise le temps de cohérence de la source.

Les deux techniques que nous venons d'évoquer sont deux exemples de techniques de lissage parmi d'autres. Chacune des différentes techniques fonctionne sur le même principe, le but étant de sommer en intensité  $N$  figures de speckles pendant la durée de l'impulsion.

Voyons maintenant comment on peut décrire une figure de tavelures générée par ce genre de techniques, ou plus généralement, quelles sont les caractéristiques principales d'une source lissée.

## 1.4 Description d'un faisceau lissé moyenné dans le temps

Une source lissée génère une grande quantité de figures de tavelures, pendant la durée de l'impulsion, proportionnelle au nombre de modes temporels. La durée moyenne des sous-structures temporelles est bien plus courte que la durée totale de l'impulsion et définit un temps de cohérence moyen de la source. La figure de tavelures est en outre générée grâce à un élément optique qui favorise un grand nombre de modes spatiaux. Nous voyons donc se dégager deux caractéristiques principales : celles données par la description du point de vue temporel et celles du point de vue spatial.

### 1.4.1 Caractéristiques spatiales = rayon de corrélation $\rho_c$

Le nombre de modes spatiaux et par conséquent la taille transverse des speckles sont définis par la géométrie et les caractéristiques des éléments constituant la source. La source délivre donc un faisceau uniforme en fluence de dimension  $D$  et délivre à un instant donné une figure de tavelures composée de  $N_{\phi_x}$  points chauds. La taille transverse de chacun de ces points chauds est notée  $\rho_c$  et est définie comme le rapport  $\frac{D}{N_{\phi_x}}$ , où  $N_{\phi_x}$  est le nombre de modes spatiaux dans une dimension.

L'étude des caractéristiques spatiales d'une figure de tavelures est applicable quelle que soit la technique de lissage. Il peut s'agir soit d'une source lissée de façon passive, soit de façon active, et il importe peu que cette figure de speckles soit obtenue dans le plan focal d'une lentille ou pas. Nous admettons qu'une source lissée génère un faisceau tel que celui présenté

dans la figure 1.15. On peut le décrire de la façon suivante :

- à la fin de l'impulsion de durée  $\Delta t$ , nous obtenons une répartition homogène en fluence, sur le système d'observation,
- à un instant donné, en revanche, la source lissée génère une figure de tavelures fixe. C'est comme si nous réalisions un échantillonnage au cours du temps du champ délivré par la source.

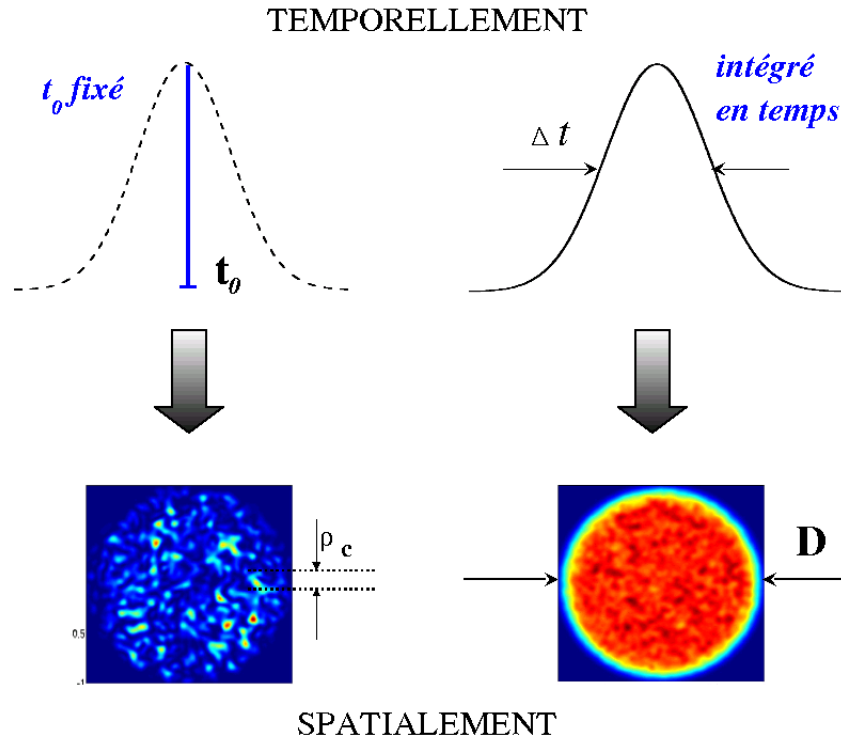


FIG. 1.15 – Caractéristiques spatiales d'une figure de speckles : à gauche, en intensité, obtenue à un instant donné (en intensité) ; à droite, intégrée sur la durée de l'impulsion  $\Delta t$  (en fluence).

## 1.4.2 Caractéristiques spatiales longitudinales

= longueur de corrélation  $\rho_z$

On relie les deux grandeurs spatiales  $\rho_z$  et  $\rho_c$  qui décrivent un speckle par la relation qui définit la longueur de Reyleigh :

$$\rho_z = \pi \frac{\rho_c^2}{\lambda_0} \quad (1.13)$$

Le speckle est en fait plus long que large. Quand on observe une figure de tavelures, on regarde l'ensemble des speckles simplement dans un plan  $z_0$  donné, comme l'illustre la figure 1.16.

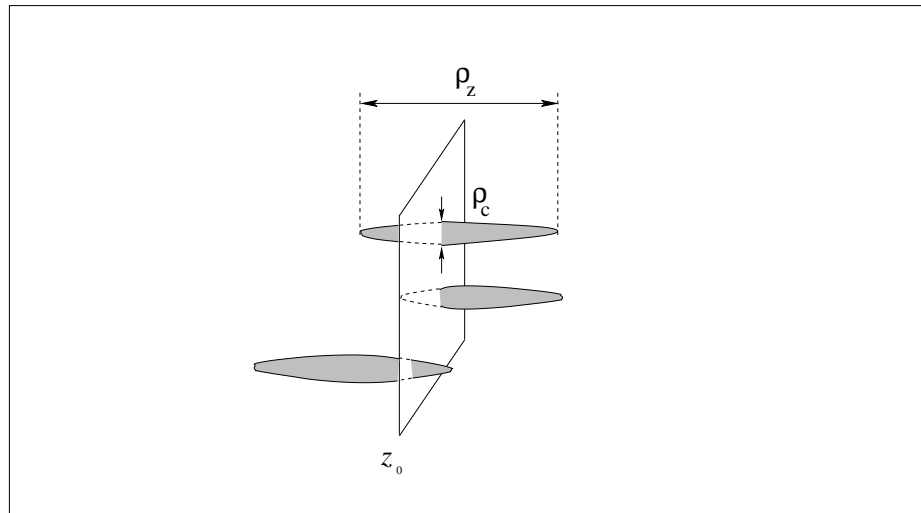


FIG. 1.16 – Dimension longitudinale des speckles : observation d'une figure de speckles dans un plan  $z_0$

### 1.4.3 Caractéristiques temporelles = temps de cohérence $\tau_c$

Comme nous avons pu définir une dimension transverse des speckles, on peut définir une grandeur caractéristique qui décrit les speckles au niveau temporel. En effet, une figure de speckles fixe est générée à un instant donné mais reste la même seulement pendant un certain temps fixé par le temps de cohérence de la source.

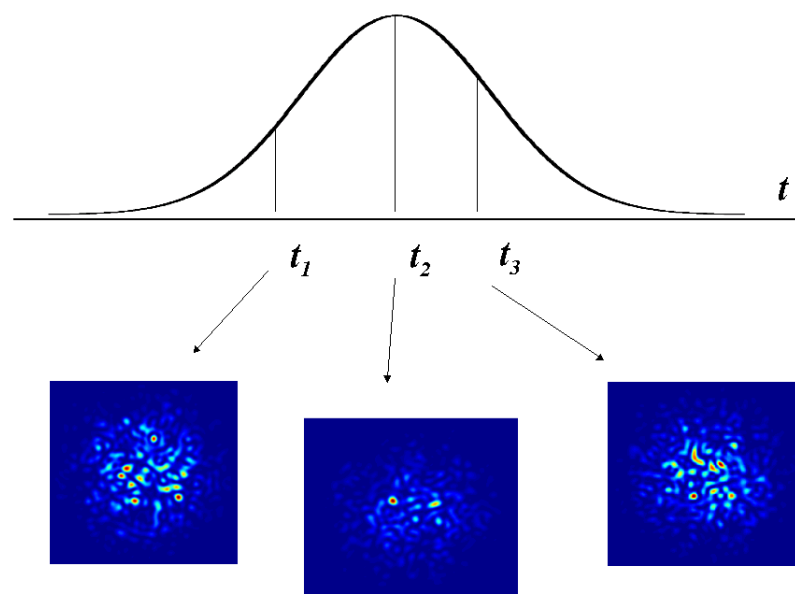


FIG. 1.17 – Caractéristiques temporelles d'une figure de speckles : mesures instantanées de différentes réalisations.

Cela signifie qu'au bout d'un intervalle de temps  $\tau_c$ , la figure de speckles induite est renouvelée. On peut donc dire qu'en un point de l'espace donné, les points chauds restent présents pendant une durée  $\tau_c$ , équivalent au temps de cohérence de la source. Ainsi, au bout d'un délai supérieur au temps de cohérence, tous les points chauds localisés à différents points de l'espace se sont éteints et sont réapparus à d'autres endroits, pour former une nouvelle figure de speckles. Nous voyons donc se succéder différentes figures de speckles au cours du temps, comme l'illustre la figure 1.17.

C'est ce temps de cohérence qui sera la caractéristique principale nous permettant de décrire les speckles générés par une source lissée. Il définit le temps pendant lequel un point chaud reste présent en un point donné de la source. Un autre temps caractéristique très important dans la description des speckles est appelé le temps de vie [25]. Pour le déterminer, on ne fixe plus un point de l'espace fixe  $(X, Y)$  mais on "suit" le maximum local d'intensité maximum défini par le speckle considéré. Le point chaud ne s'éteint plus sur place mais en se déplaçant. Ce temps est en général plus long que le temps de cohérence et représente le "temps de parcours" du speckle.

#### 1.4.4 Différence entre $\tau_c$ et $\rho_z$

C'est un point très important que nous tenons à souligner ici. L'habitude veut que le temps de cohérence  $\tau_c$  définisse ce que l'on appelle couramment une "longueur de cohérence"  $l_c$ . Cette longueur de cohérence décrit les propriétés temporelles de la source considérée. C'est pour cela que l'on dit que les lasers mono-chromatiques ont une "longueur de cohérence" extrêmement grande, du fait de leur grande cohérence temporelle.

Or, nous avons défini également une "longueur de corrélation"  $\rho_z$ , qui est directement donnée par la dimension transverse des speckles. Elle est en fait reliée à la dimension de Rayleigh des speckles et non pas à leur "longueur de cohérence"  $l_c$ . C'est une distinction qu'il est tout à fait primordial de retenir pour la suite. En effet, dans le cas particulier de notre type de source, le temps de cohérence très réduit peut définir une "longueur de cohérence temporelle" équivalente  $l_c$  bien plus courte que la longueur de corrélation  $\rho_z$  définie par la taille des speckles. Cela dépend du nombre de modes temporels et spatiaux, et de la dimension transverse du faisceau.

Par la suite, nous devons ainsi mesurer à la fois le temps de cohérence et la longueur de corrélation séparément, pour connaître en détails le fonctionnement de notre source.

Connaissant maintenant les grandeurs générales qui décrivent les speckles dans le domaine temporel et spatial, passons à la description au cours du temps d'une figure de tavelures générée par une source lissée.

## 1.5 Description d'une figure de tavelures résolue en temps

### 1.5.1 Intensité des points chauds d'une figure de speckles

Le dernier aspect que nous traiterons pour décrire une figure de tavelures générée par une source lissée concerne l'évolution de l'intensité des points chauds sur toute la figure.

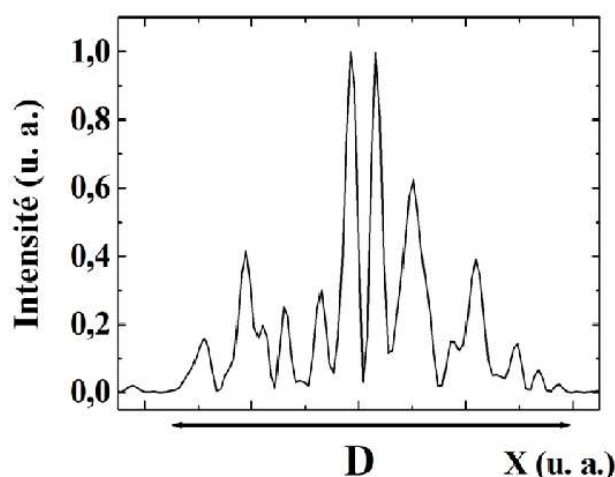


FIG. 1.18 – Coupe en intensité d'une figure de tavelures instantanée unique suivant  $x$  (simulation)

On voit sur le profil présenté en figure 1.18 que la figure de speckles est composée de points chauds d'intensité crête plus ou moins importante et de points d'intensité plutôt faible voire nulle. On définit alors la **valeur moyenne** de l'intensité de la figure de speckles instantanée, sur tout le diamètre  $D$  du faisceau, comme :

$$\langle I \rangle = \frac{1}{D} \int_{\mathfrak{R}} I(r) dr \quad (1.14)$$

L'intensité  $I$  est appelé un processus aléatoire, qui dépend de la variable  $r$ . Dans tous les cas que nous étudierons par la suite, nous normaliserons l'intensité pour que sa valeur moyenne soit égale à 1. Expérimentalement, on a accès à la valeur moyenne  $\langle I \rangle$  sur un réalisation particulière du processus aléatoire.

On définit également une autre valeur moyenne, appelée la **moyenne statistique**, qui est en fait l'espérance mathématique  $E[I]$  de la variable aléatoire  $I$ . Elle est définie cette fois-ci pour un grand nombre de réalisations.

$$E[I] = \int I.p(I) dI \quad (1.15)$$

$p(I)$  est appelée la **fonction de densité de probabilité** (FDP). On dit que  $I$  a une densité de probabilité  $p(I)$  si

$$P(a < I < b) = \int_a^b p(I) dI \quad (1.16)$$

$P(a < I < b)$  est la probabilité que  $I$  soit compris dans l'intervalle  $[a; b]$ .  $p(I)$  est toujours positive et d'intégrale égale à 1 sur  $[a; b]$ .

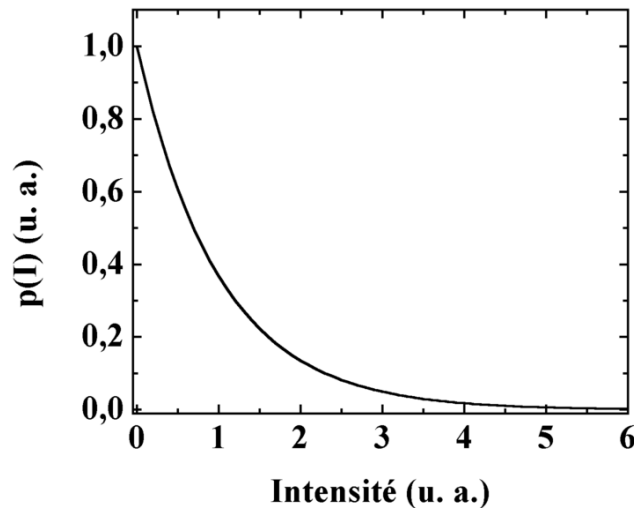


FIG. 1.19 – Fonction de densité de probabilité de l'intensité d'une figure de tavelures instantanée. Courbe tracée avec une intensité moyenne  $I_{moy} = 1$ .

Si les valeurs moyennes  $\langle I \rangle$  sur  $x, y$  et  $E[I]$  sur la statistique sont égales, on dit que le processus est **ergodique**. Cela signifie que la moyenne faite en tous points (spatiaux ou temporels) sur une réalisation unique est égale à la moyenne sur toutes les réalisations en un point (spatial ou temporel). C'est en général le cas quand on s'intéresse au lissage. On



considérera en pratique que l'étude d'une seule figure de tavelures instantanée suffit et que cela équivaut à faire l'étude sur toutes les figures de tavelures générées au cours de l'impulsion.

Si l'on considère tous les points  $(X, Y)$  de la figure de speckles,  $p(I)$  est donnée par la relation suivante, représentée sur le graphique 1.19 :

$$p(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp \left[ -\frac{I}{\langle I \rangle} \right] \quad (1.17)$$

Pour caractériser le degré d'homogénéité du faisceau, nous utilisons une grandeur statistique qui est le **contraste**  $C$  défini comme :

$$C = \sqrt{\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}} = \frac{\sigma_I}{E[I]} \quad (1.18)$$

$\sigma_I$  est appelé l'**écart-type**. Il représente l'écart-type moyen à la valeur moyenne de l'intensité. C'est une grandeur qui traduit l'importance des fluctuations de l'intensité autour de sa valeur moyenne. Plus la figure de speckles est modulée spatialement, plus la valeur de l'écart-type sera grande. Pour une figure de tavelures unique (fortement modulée), le contraste est égal ou supérieur à 1, alors que pour une source lissée composée d'une infinité de figures de tavelures, le contraste tend vers 0.

On remarquera qu'habituellement, la grandeur qui permet de caractériser la cohérence d'une source est la visibilité, que nous avons déjà définie. Il existe une relation directe entre la visibilité  $V$  et le contraste tel qu'il est écrit dans la relation 1.17. Pour une modulation de type sinusoidal  $C = V$ . Le but du lissage est d'obtenir un contraste intégré le plus faible possible.

## 1.5.2 Intensité des points chauds d'une figure de tavelures

H. A. Rose et D. F. DuBois [27] et ensuite J. Garnier [28] ont introduit une fonction de probabilité (FDP) permettant de caractériser non plus la figure de speckles en traitant tous les points  $(X, Y)$  de l'espace, mais en ne considérant que les maxima locaux d'intensité. Par conséquent, les points chauds sont de valeur supérieure à l'intensité moyenne, et il y a très peu de points d'intensité proche de 0. La FDP dans ce cas là est définie par :

$$p(I) = \frac{I}{\langle I \rangle} \exp \left[ -\frac{I}{\langle I \rangle} \right] \quad (1.19)$$

Un exemple de FDP est présenté sur la figure 1.20. La valeur moyenne de l'intensité sur toute la figure est également de 1. Expérimentalement, nous utiliserons cette FDP pour décrire une figure de tavelures.

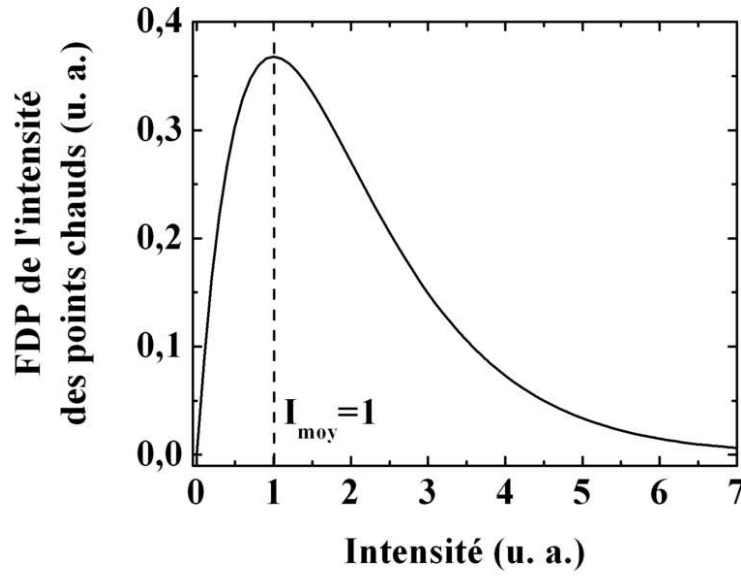


FIG. 1.20 – Fonction de densité de probabilité de l'intensité des points chauds d'une figure de tavelures unique. L'intensité moyenne de l'intensité sur toute la figure vaut  $I_{moy} = 1$  également 1.

### 1.5.3 Caractéristiques spatiales des speckles

Pour finir, nous introduirons les trois fonctions de densité de probabilité qui décrivent les propriétés spatio-temporelles des tavelures. On sait que les speckles sont caractérisés par un temps de cohérence, qui correspond au temps de cohérence de la source, qu'ils sont d'une certaine dimension transverse, et qu'ils peuvent se déplacer au cours de l'impulsion. Les trois grandeurs physiques qui les décrivent alors sont leur temps de cohérence  $\tau_c$ , leur rayon  $\rho_c$ , et leur vitesse  $v_x$  dans une direction [28]. On peut alors introduire une FDP pour chacune de ces grandeurs. Cette fonction décrit, comme dans le cas de l'intensité des points chauds, la distribution statistique autour de la valeur moyenne de chacune de ces trois grandeurs. Pour le rayon des speckles, la FDP est donnée par la relation suivante :

$$p_{I_0}(R) = \frac{8I_1 C_{I_0, I_1}}{\sqrt{2\pi} I_0 \alpha_r R^3} \exp \left[ -\frac{(I_0 - 4I_1 R^{-2})^2}{2\alpha_r I_0} \right] \quad (1.20)$$

Dans cette fonction apparaissent 5 termes qui sont définis comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_0 = \text{constante (intensité crête)} \\ I_1 = \text{constante, telle que } 0 < \frac{I_0 - I_1}{I_0} < 1 \\ C_{I_0, I_1} = \text{constante d'intégration} \\ R_0 = 1/\sqrt{-C_{xx}} \\ \alpha_x = (C_{xxxx}/C_{xx} - 1)/2 \end{array} \right.$$

$C_{xx}$  et  $C_{xxxx}$  sont respectivement les dérivées seconde et quatrième de la fonction de cohérence spatiale  $\gamma_{sp}$  de la source, par rapport à la dimension  $x$  et prises en 0. Ces grandeurs dépendent de la fonction de cohérence de la source considérée dans le domaine spatial.  $C_{I_0, I_1}$  est la constante d'intégration qui permet de vérifier que  $\int_0^{\infty} p_{I_0}(R) dR = 1$ .

$I_0$  est l'intensité crête des points chauds que l'on étudie. On choisit bien-sûr une valeur supérieure à l'intensité moyenne  $I_{moy}$ . A  $I_0$  donné correspond une FDP. Pour une intensité crête  $I_0$  différente, la FDP changera.

$I_1$  est une valeur qui permet de fixer l'intensité à laquelle on mesure la grandeur  $R$  étudiée. (à mi-hauteur ou en  $1/e$  par exemple). Pour faire une mesure aux trois-quart de l'intensité crête, si  $I_0 = 6$ , avec  $I_{moy} = 1$ , on prendra  $I_1 = 1.5$ , de telle sorte que  $(I_0 - I_1)/I_0 = 0,75$ . De plus, pour que l'expression analytique qui décrit la FDP soit valable, il faut choisir une intensité  $I_1$  telle que le rapport  $(I_0 - I_1)/I_0$  soit supérieur à 0,5. Les explications des approximations qui ont permis à Josselin Garnier et Laurent Videau d'établir l'expression de la FDP sont détaillées dans l'annexe A. Ces approximations sont valables pour toutes les FDP présentées dans ces trois derniers paragraphes.

#### 1.5.4 Caractéristiques temporelles des speckles

Pour le temps de cohérence, la FDP suit la même loi, et vaut alors :

$$p(T) = \frac{8I_1 C_{I_0, I_1}}{\sqrt{2\pi} I_0 \alpha_t T^3} \exp \left[ -\frac{(I_0 - 4I_1 T^{-2})^2}{2\alpha_t I_0} \right] \quad (1.21)$$

où l'on remplace simplement la variable  $x$  du paragraphe précédent par la variable temporelle pour exprimer les paramètres  $\alpha_t$  et  $T_0$ .  $I_0$  et  $I_1$  sont définies de la même façon.

### 1.5.5 Caractéristiques spatio-temporelles des speckles

Enfin, pour les vitesses des speckles dans une direction privilégiée, la FDP est légèrement différente, car elle prend à la fois en compte les variables d'espace et le temps. La FDP vaut donc :

$$p_{I_0}(v_y) = \frac{\sqrt{I_0}v_0^2}{\sqrt{\pi} (2\alpha_y v_y^2 + v_0^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{I_0 v_y^2}{2\alpha_y v_y^2 + v_0^2}\right) \quad (1.22)$$

avec

$$\begin{cases} v_0 &= |C_{tt}/C_{xx}| \\ \alpha_x &= (C_{xxxx}/C_{xx} - 1)/2 \end{cases}$$

On constate que dans ce cas, l'intensité  $I_1$ , qui permet de fixer l'intensité d'observation, ne rentre pas en jeu. De plus, il n'y a pas de constante d'intégration.

Nous présentons en annexe l'approche théorique qui permet d'obtenir ces trois fonctions de densité de probabilité. Une étude plus complète de l'évolution de ces fonctions avec les paramètres de la source utilisée pendant la thèse sera présentée dans le chapitre **3**.

Avec toutes les fonctions que nous venons de présenter, nous serons en mesure de comparer nos résultats expérimentaux aux valeurs théoriques attendues. Cela nous permettra de confronter pour la première fois, à notre connaissance, la théorie développée sur le sujet avec des mesures réalisées sur une source lissée de laboratoire.

## 1.6 Conclusion

Le sujet de l'étude que nous avons menée pendant cette thèse concerne la caractérisation expérimentale de la cohérence spatiale et temporelle d'un type de source laser bien particulier, couramment utilisé dans le domaine des lasers de puissance. Il s'agit de sources obtenues par lissage optique. Le lissage optique est une technique qui permet de modifier et de réduire les propriétés de cohérence d'une source laser. Le but est de s'affranchir de l'effet des modulations spatiales et temporelles, qui peuvent apparaître tout au long de la propagation dans la chaîne laser de puissance, sur le plasma créé sur cible. En effet, de trop fortes modulations pourraient

donner naissance à des instabilités paramétriques ou hydrodynamiques lors de l'interaction du laser avec la cible. On cherche donc, avec cette technique, à créer une infinité de figures de speckles constituées d'un grand nombre de points chauds locaux, et à les faire bouger spatialement au cours de l'impulsion laser. Le mouvement de cette infinité de speckles va conduire à un lissage spatial du faisceau et donc à un éclairage intégré uniforme au niveau de la cible.

Nous avons présenté dans ce premier chapitre les propriétés générales de cohérence d'une source laser classique puis nous avons abordé les sources lissées, dont la cohérence a été modifiée et réduite par lissage optique. Les techniques de lissage souvent utilisées pour les lasers de puissance ont été présentées, de même que les fonctions principales permettant de décrire la cohérence. Il s'agit de la fonction de cohérence mutuelle  $\Gamma(\rho, \tau)$  de la source et de son degré de cohérence complexe  $\gamma(\rho, \tau)$ . On distinguera par la suite le degré de cohérence spatiale et le degré de cohérence temporelle.

Pour terminer la présentation du sujet, nous avons listé les grandeurs les plus importantes décrivant une figure de tavelures générée par une source lissée à un instant donné, quelle que soit la technique de lissage. Il s'agit de grandeurs issues de l'étude des propriétés statistiques du champ électrique généré par ces sources. On retiendra la valeur moyenne de l'intensité, le contraste d'un faisceau lissé mais aussi la fonction de densité de probabilité de l'intensité des points chauds ainsi que celles de la taille des speckles et de leur temps de cohérence. La dernière grandeur que l'on peut traiter est la vitesse des speckles dans une direction. Cependant, il ne s'agit que d'une étude théorique, traitant de problèmes mathématiques décrivant le champ électrique de ce type de sources. On pourrait alors se poser la question suivante : est-il possible de comparer les grandeurs définies mathématiquement pour décrire une source lissée à des valeurs mesurées par un moyen expérimental approprié ?

Le but de l'étude présentée dans les chapitres suivants est de répondre à cette question. En effet, les codes permettant de simuler la propagation d'une impulsion lissée et son interaction avec une cible semblent donner une description précise du phénomène, notamment en ce qui concerne la naissance d'instabilités dans le plasma [22]. Mais rien ne permet de prouver que la technique de lissage employée permet de générer les speckles de la dimension voulue et du temps de cohérence souhaité. Nous avons donc développé plusieurs techniques permettant de

s'assurer de la validité de la théorie. Une partie des méthodes développées permet de connaître les grandeurs moyennes globales décrivant une source lissée, à savoir le contraste  $C$ , la taille moyenne des speckles générés tout au long de l'impulsion, ainsi que le temps de cohérence de la source, et par conséquent des speckles. Ainsi, une première partie des grandeurs décrivant une source lissée peut être connue expérimentalement, pour n'importe quel type de lissage. C'est le sujet du deuxième chapitre de notre étude. Nous y présentons la méthode optique d'analyse que nous avons développée [29] permettant de mesurer, quelle que soit le type de source utilisée, le rayon de corrélation et le temps de cohérence des speckles. Ces résultats sont, comme nous le verrons, issus d'une mesure intégrée en temps. C'est le premier grand axe que nous nous sommes fixé dans la caractérisation d'une source lissée.

---

# Métrologie intégrée en temps de la cohérence d'une source lissée

---

## 2.1 Objectifs et intérêt de l'étude

### But de l'expérience

Le but du lissage optique est d'agir sur les propriétés de cohérence de l'impulsion laser amplifiée que l'on fait interagir avec une cible. A l'échelle de la cible, on souhaite obtenir un éclairage uniforme, pour les raisons que nous avons évoquées en chapitre 1. Cependant, à petite échelle, la cible est éclairée par une accumulation de points chauds qui s'allument et s'éteignent sur une durée égale au temps de cohérence de la source ; ils sont d'une dimension transverse beaucoup plus petite que la cible, et ils se déplacent dans l'espace tout au long de l'impulsion. Un détecteur classique du type caméra ou détecteur CCD ne peut pas voir ces modulations, car il intègre le signal au cours du temps. Pour connaître la dimension des speckles et leur temps de cohérence, il faut donc imaginer un autre moyen que la simple observation avec un détecteur.

Nous expliquerons dans un premier temps le principe général de la méthode qui a été développée pendant la thèse pour connaître les caractéristiques spatiales et temporelles des speckles, malgré l'intégration de la mesure au cours du temps. Dans un second temps, nous présenterons les caractéristiques générales de la source lissée qui a été utilisée tout au long de

la thèse. Puis nous détaillerons le fonctionnement de la technique utilisée. Nous finirons par la présentation des résultats premièrement donnés par la mesure du temps de cohérence, et deuxièmement par celle de la taille transverse des speckles.

### Mesure du temps de cohérence et de la taille des speckles

Quelques études du temps de cohérence d'une source lissée, et de la dimension des speckles ont déjà été réalisées, mais dans le cadre du lissage par plasma. Nous avons pu relever dans la littérature de nombreux travaux concernant ce type de lissage et nous évoquerons en particulier ceux de P. Michel sur la perte de cohérence d'un faisceau laser lissé par plasma [22] et plus généralement ceux de C. Labaune [30]. Dans l'étude qu'ils ont menée, ils étudient en premier lieu la cohérence spatiale. La mesure est réalisée à l'aide d'un biprisme de Fresnel associé à une caméra à balayage de fente (CBF) [31]. Lors de cette mesure, ils déduisent le degré de cohérence spatiale du faisceau lissé par le plasma en mesurant la visibilité des franges obtenues à la sortie du biprisme de Fresnel. Cependant, lors de cette mesure, ils sont obligés de faire varier à chaque tir laser la distance  $z$  d'observation après le prisme, pour pouvoir en déduire le rayon de cohérence de la source. C'est l'inconvénient majeur de cette méthode. En effet, étant donné la difficulté de travailler sur une chaîne de puissance, il est bon de pouvoir posséder une méthode d'analyse mono-coup, où l'information peut-être obtenue dès la première mesure et non pas après plusieurs tirs qui prennent beaucoup de temps.

En ce qui concerne la mesure du temps de cohérence, une autre méthode interférométrique a été mise en place par la même équipe [32], basée cette fois-ci sur l'interféromètre de Michelson. La CBF a été également utilisée dans cette expérience. Ils mesurent alors la visibilité des franges d'interférences obtenues à l'aide du Michelson mais cette fois-ci, il faut faire varier le retard temporel entre ces deux bras de l'interféromètre. Est ainsi déduit le temps de cohérence de la source, après plusieurs mesures à des délais différents. Cette mesure nécessite également des mesures multi-coup. L'inconvénient à noter est que la mesure de temps de cohérence ne peut pas être faite avec la même méthode que pour le rayon de cohérence, présentée précédemment.

Nous avons donc voulu développer une méthode optique permettant de s'affranchir de tous ces problèmes de mesure multi-coup, et autorisant à la fois pour la mesure de la cohérence



spatiale et temporelle. Nous avons également fait en sorte qu'elle soit utilisable avec n'importe quelle méthode de lissage. Pour cela, nous avons mis en place une méthode interférométrique différente, n'utilisant pas de biprisme de Fresnel.

A l'aide d'un interféromètre de Michelson, comme il a été expliqué en introduction et dans le paragraphe précédent, nous pouvons connaître la fonction de cohérence temporelle  $\gamma_{temp}$  de notre source. Mais nous cherchons également à connaître sa fonction de cohérence spatiale. Nous souhaiterions pouvoir mesurer ces deux fonctions de cohérence avec le même dispositif. C'est là que réside la principale difficulté du problème. En effet, comment connaître la taille transverse des speckles alors que la source qui les génère éclaire un détecteur avec une fluence intégrée uniforme ? Il faut donc trouver un moyen détourné d'accéder à la fonction de cohérence spatiale de la source. Nous avons pour cela mis en œuvre une technique qui avait déjà été envisagée et étudiée par simulation [3]. C'est une technique d'interférométrie un peu particulière qui permet d'obtenir à la fois les caractéristiques de cohérence temporelle et de cohérence spatiale d'une source lissée. Elle sera présentée dans la section 2.3. Attardons nous pour l'instant sur la source lissée que nous avons utilisée tout au long de la thèse.

## 2.2 Fonctionnement et caractéristiques générales de la source lissée

Il s'agit d'une source naturellement lissée, multi-mode spatial et temporel. Le schéma de la source est présenté dans la figure 2.1.

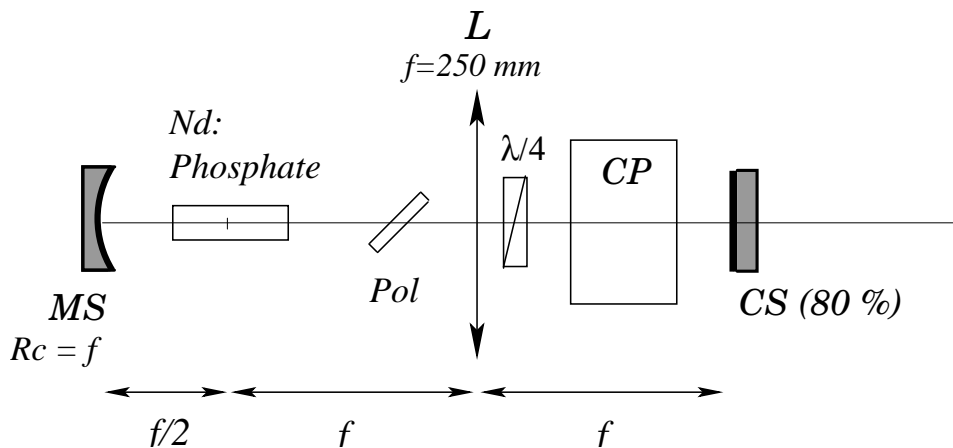


FIG. 2.1 – Schéma de la source lissée MUSE. MS : miroir sphérique ; Pol. : polariseur couches minces ; L : lentille convergente ;  $\lambda/4$  : lame quart-d'onde ; CP : Cellule de Pockels ; CS : coupleur de sortie (R=80 %)

Cette source est appelée "MUSE", comme "Multi-mode Stimulated Emission". Il s'agit d'une cavité en géométrie confocale composée d'un miroir sphérique de rayon de courbure  $\mathfrak{R}_c = 250$  mm, d'une lentille convergente de focale  $f = \mathfrak{R}_c$ , et d'un coupleur de sortie plan partiellement réfléchissant ( $R=80\%$ ). Le foyer du miroir sphérique est confondu avec le plan focal objet de la lentille, et le coupleur de sortie est positionné sur le plan focal image de la lentille. Dans cette configuration, le plan  $P$  situé au niveau du miroir sphérique est imagé au niveau du plan  $P'$  comme le montre la figure 2.2 a).

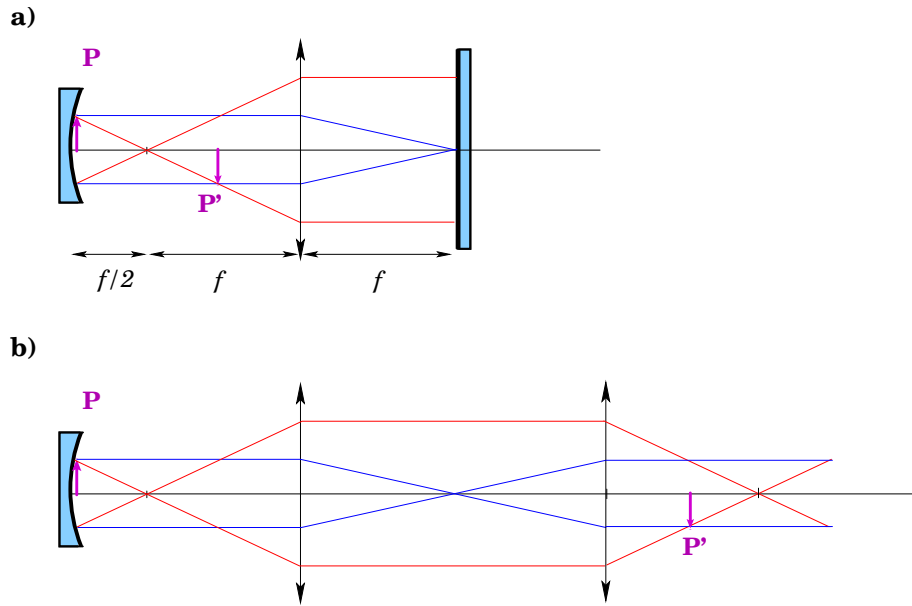


FIG. 2.2 – a) Tracé des rayons pour la cavité MUSE; b) Tracé des rayons pour la cavité MUSE dépliée sur un aller retour

De même, le plan image  $P'$  est imagé sur le plan  $P$  en un aller-retour. Cette géométrie présente un grand avantage : les deux plans  $P$  et  $P'$  s'alternent en un aller-retour comme l'illustre le schéma 2.2b) de la cavité dépliée, et ont donc toujours les mêmes caractéristiques spatiales. La qualité du lissage obtenu en un plan de la source se retrouve dans le plan image. Pour faire l'étude de cette source, nous pouvons ainsi étudier le plan  $P$  ou  $P'$  indifféremment. Nous avons choisi d'utiliser le plan  $P$  situé au niveau du miroir sphérique.

Au niveau de ce plan, nous avons introduit dans la cavité un trou dur dont le diamètre est variable. Nous avons le choix entre 4 valeurs de diamètres, comprises entre 1,75 et 3 mm. Cela nous permettra par la suite d'étudier l'influence de ce paramètre sur la taille des speckles.

Le barreau amplificateur est un barreau de Néodyme-phosphate de section carrée de 4,5 mm de côté et de longueur  $L_{\text{barreau}} = 80$  mm. Pour tenir compte du retard optique apporté par

les 80 mm de verre phosphate d'indice  $n$ , nous devons augmenter la distance entre la lentille et le miroir sphérique, d'une longueur  $L_{\text{barreau}} \frac{n-1}{n}$ , pour rester en géométrie confocale.

Le polariseur, noté *Pol* est un polariseur couches minces positionné à l'angle de Brewster et l'ensemble Cellule de Pockels / Lame quart d'onde permet de faire fonctionner la cavité en mode déclenché, à une fréquence de 1 Hz. La source délivre donc une impulsion de type Q-switch de durée  $\Delta\tau = 50$  ns, dont l'allure temporelle est présentée dans la figure 2.3. Sur le graphique de gauche, nous avons reporté en points ronds la forme temporelle expérimentale de l'impulsion, mesurée à l'aide d'une photodiode rapide. En trait continu est représentée la forme théorique de l'impulsion donnée par la théorie qui décrit les impulsions en mode déclenché [13]. La figure de droite représente le spectre en longueur d'onde de cette source en mode déclenché. Il est de type gaussien, avec une largeur à mi-hauteur de 1.5 nm.

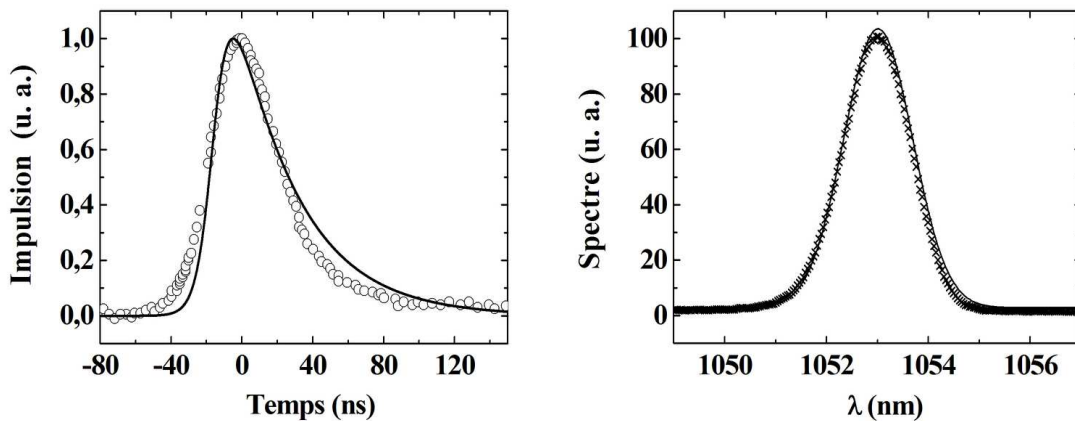


FIG. 2.3 – A gauche est tracée l'allure temporelle de l'impulsion générée par la source MUSE lissée. En points ronds, la forme expérimentale, en trait plein, l'allure théorique. A droite est tracé le spectre expérimental en longueur d'onde (croix), centré à 1053 nm et son paramétrage gaussien (trait continu).

Nous avons constaté une évolution de la durée de l'impulsion et de la largeur spectrale de la source avec le valeur du courant de pompe apporté par un ensemble de diodes impulsives [33]. Le meilleur fonctionnement (durée minimale et largeur spectrale importante) est obtenu pour un pompage maximum (courant de diodes supérieur à 9,5 A). L'évolution théorique et expérimentale de ces deux paramètres est représentée en figure 2.4.

On constate que pour des valeurs élevées de courant de diode de pompage, la source atteint son fonctionnement nominal. Le lecteur pourra remarquer par la suite que la valeur de la largeur spectrale notamment, peut légèrement varier (entre 1,2 et 1,5 nm selon le réglage de la source au cours des différentes mesures). Cependant, cela n'influe pas beaucoup sur les

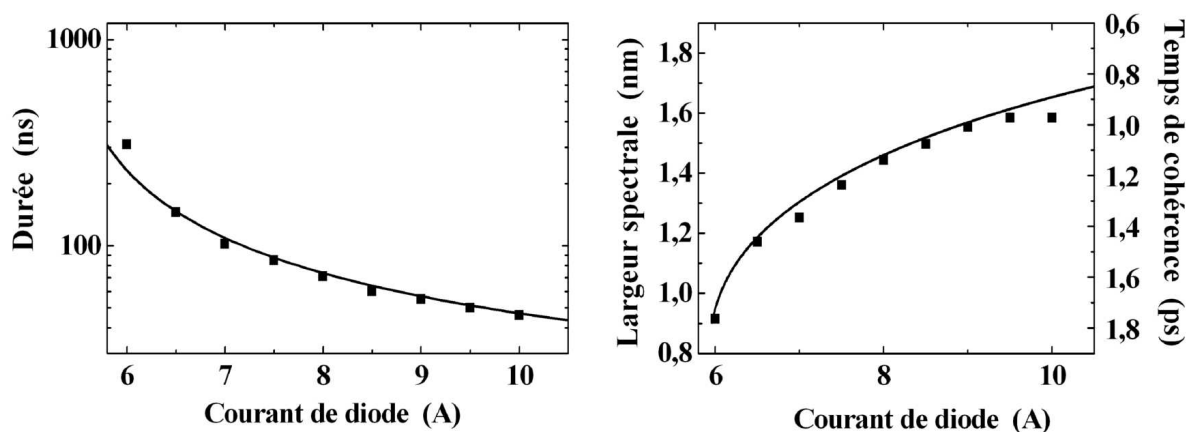


FIG. 2.4 – Evolutions de la durée de l'impulsion et de la largeur spectrale de la source lissée MUSE en fonction du courant de diodes. A gauche : Points expérimentaux et paramétrage de la durée de l'impulsion en fonction de la valeur du courant de pompage. Plus on augmente le courant, plus on s'approche du fonctionnement nominal. A droite : sur l'échelle de gauche, largeur spectrale et sur l'échelle de droite, temps de cohérence correspondant, en fonction du courant de diode. La relation entre la largeur spectrale et le temps de cohérence est donnée par la suite par la relation (2.13).

caractéristiques temporelles comme peut le montrer la figure 2.4. En effet, sur le graphique de droite, nous avons reporté en ordonnées la largeur spectrale mais aussi le temps de cohérence auquel cela correspond (d'après la relation (2.13) que nous verrons plus loin). On voit que le temps de cohérence de la source peut varier d'un facteur 2.

Lorsque la lame quart d'onde est réglée pour obtenir le phénomène de déclenchement de la cavité, la source délivre une impulsion de fluence intégrée uniforme au niveau spatial. On considère dans ce cas de figure que la source est lissée, car en effet, le contraste spatial du faisceau délivré par cette source est inférieur à 10 %, comme le montre la figure 2.5.

L'énergie de l'impulsion dépend de la valeur du diamètre du diaphragme intra-cavité. Pour un diamètre de mode  $D=3$  mm, l'énergie vaut environ 25 mJ. On comprend donc, à travers les différents paramètres (durée, largeur spectrale, énergie, taille de mode) que le fonctionnement de la source lissée est optimal pour de forts courants de diode, et l'énergie est maximale pour une taille de mode de cavité importante. Si le courant de pompe devient trop faible, le couplage spatio-temporel donnant naissance au phénomène de lissage ne se fait pas au mieux. Nous travaillerons donc toujours avec des courants proches de 10 A.

Pour finir, cette source a l'avantage d'être relativement compacte et facilement réglable. De plus, elle permet de faire l'étude "en laboratoire" d'un type de sources qui habituellement se rencontre dans les chaînes laser de puissance. Elle est donc beaucoup plus "facile" d'utilisation

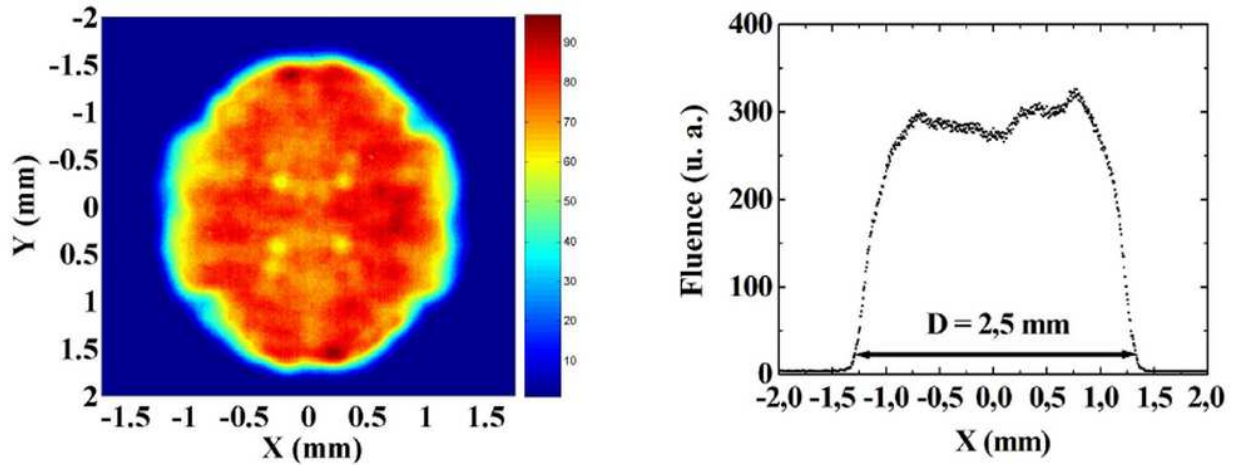


FIG. 2.5 – Caractéristiques spatiales moyennées en temps de la source lissée MUSE. A gauche : faisceau mesuré au niveau de la caméra. A droite : coupe en  $x$  du faisceau de MUSE. L'exemple est donné pour un diamètre de 2,5 mm.

pour le genre d'études qui a été mené durant la thèse.

Nous connaissons donc maintenant les caractéristiques générales de notre source dans le domaine spatial et temporel. Voyons alors quelle est l'expérience d'interférométrie qui peut être mise en œuvre pour connaître les largeurs de cohérence temporelle et spatiale du champ généré par cette source.

## 2.3 Description de l'expérience

### 2.3.1 Principe général de la mesure

Si nous utilisons un interféromètre de type Michelson classique, pour faire la mesure de cohérence temporelle du champ généré par la source, il suffit d'allonger le chemin optique dans un seul bras de l'interféromètre. Au fur et à mesure que l'on augmente le retard temporel entre les deux bras, la visibilité des franges d'interférence diminue pour atteindre une valeur nulle. On obtient ainsi le degré de cohérence temporelle  $\left| \gamma_{temp}(0, \tau) \right|$  de la source, en fonction du retard temporel  $\tau$  entre les deux bras.

Pour le degré de cohérence spatiale, il existe quelques méthodes classiques d'interférométrie (comme celle du biprisme de Fresnel déjà évoquée). Nous avons plutôt choisi de modifier l'interféromètre de Michelson habituel.

Il nous a donc fallu créer une expérience d'interférométrie qui puisse nous permettre de

réaliser la mesure de la fonction d'auto-corrélation spatiale  $|\gamma_{sp}(\rho, 0)|$  du champ délivré par la source. La largeur de cette fonction décrivant la cohérence spatiale de la source nous donne directement le rayon de corrélation de la source. Cette mesure doit être immédiate et monocoup. En effet, il est primordial dans notre cas de pouvoir obtenir le résultat en une mesure unique si l'on veut imaginer pouvoir implanter cet outil de diagnostic sur une chaîne de puissance. Le principe de l'interféromètre utilisé est illustré dans la figure 2.6.

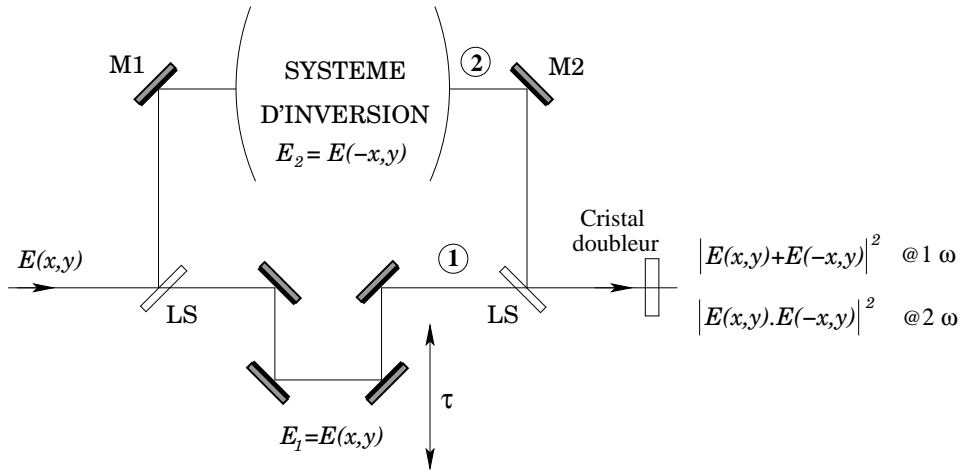


FIG. 2.6 – Schéma de principe de l'interféromètre pour la mesure de la cohérence spatiale de la source lissée MUSE

Le champ généré à un instant donné par la source est noté  $E(x, y)$ . Une lame séparatrice LS permet d'envoyer 50 % du champ incident dans chacun des deux bras de l'interféromètre. Dans le bras **1**, une ligne à retard permet d'ajuster la superposition temporelle des deux champs se propageant dans chacun des deux bras. Nous travaillons donc à un temps retard  $\tau = 0$  entre les deux bras pour que la différence de chemin optique soit nulle. Dans le bras **2** nous devons insérer un système optique permettant d'inverser spatialement le champ électrique se propageant dans ce bras, suivant un axe de symétrie vertical. A la sortie de l'interféromètre, il y aura superposition du champ spatialement inversé avec le champ qui n'a pas été modifié. La superposition se fera de façon constructive exclusivement le long de l'axe de symétrie, car sur cet axe, les speckles des deux bras sont identiques. Ailleurs, il n'y a pas superposition constructive car les speckles qui s'ajoutent ne sont plus les mêmes. En un point donné, les speckles venant du bras 1 vont s'ajouter aux symétriques venant du bras 2 qui, a priori, ne sont pas similaires.

Il y a donc un axe central où le signal est maximum, et sur tout le reste du faisceau, le

signal est minimum. On dira que le long de l'axe, la cohérence approche 1, alors que sur le reste du faisceau, la cohérence tend vers 0. La largeur du signal obtenu le long de l'axe de symétrie nous donnera alors la largeur des speckles qui sont générés par la source étudiée.

Grâce à un cristal doubleur, nous avons la possibilité de faire la mesure au fondamental ou au second harmonique. On obtient donc la fonction d'auto-corrélation spatiale à ces deux fréquences. L'approche théorique dans chacun des deux cas est différente. Voyons alors en détail les outils mathématiques qui permettent de traiter le problème.

## 2.3.2 Approche théorique

### Etude au fondamental

Nous noterons  $E_2$  le champ issu du bras où il y a inversion spatiale.  $E_2$  vaut donc  $E(-x, y)_{\tau=0}$ . Le champ qui n'a pas été modifié est noté  $E_1$  et vaut  $E(x, y)$ . Par conséquent, dans le cas d'un retournement suivant un axe de symétrie vertical, en sortie d'interféromètre, nous mesurons au fondamental le module au carré de la somme des champs  $E_1$  et  $E_2$  :

$$\begin{aligned} F_{mes} &= \frac{1}{2} \left\langle \left| E_1 + E_2 \right|^2 \right\rangle_t = \frac{1}{2} \left\langle \left| E(x, y) + E(-x, y) \right|^2 \right\rangle_t \\ &= \frac{1}{2} \left\langle \left[ E(x, y) + E(-x, y) \right] \times \left[ E(x, y) + E(-x, y) \right]^* \right\rangle_t \end{aligned} \quad (2.1)$$

En développant :

$$\begin{aligned} F_{mes} &= \frac{1}{2} \left[ \left\langle E(x, y) E^*(x, y) \right\rangle_t + \left\langle E(-x, y) E^*(-x, y) \right\rangle_t \right. \\ &\quad \left. + \left\langle E(-x, y) E^*(x, y) \right\rangle_t + \left\langle E(x, y) E^*(-x, y) \right\rangle_t \right] \end{aligned} \quad (2.2)$$

Or  $\left\langle E(x, y) E^*(x, y) \right\rangle_t = \left\langle E(-x, y) E^*(-x, y) \right\rangle_t = \left\langle I_0(x, y) \right\rangle_t$ , ce qui représente la fluence du champ  $E(x, y)$ .

De plus  $\left\langle E(-x, y) E^*(x, y) \right\rangle_t = \left[ \left\langle E(x, y) E^*(-x, y) \right\rangle_t \right]^*$ , qui traduit le phénomène d'interférences et donc permet d'évaluer la cohérence complexe.

Par conséquent, si on prend la partie réelle de cette expression, on trouve que :

$$\Re \left\langle E(x, y) E^*(-x, y) \right\rangle_t = \Re \left\langle E^*(x, y) E(-x, y) \right\rangle_t \quad (2.3)$$

Ainsi, l'expression (2.2) devient [34] :

$$\boxed{F_{mes} = \left\langle I_0(x, y) \right\rangle_t + \Re \left\langle E(x, y) E^*(-x, y) \right\rangle_t} \quad (2.4)$$

$F_{mes}$  est le terme que nous mesurons en sortie d'interféromètre. Voyons maintenant la relation qui existe entre l'expression de ce terme mesuré et celle du degré de cohérence spatiale complexe théorique  $\gamma_{sp}(\rho)$ . Nous rappelons que la fonction de cohérence mutuelle complexe s'écrit :

$$\Gamma(\rho, \tau) = \left\langle E(r + \rho, t + \tau) E^*(r, t) \right\rangle_t$$

Dans notre cas,  $\tau = 0$ . De plus en posant le changement de variable suivant, pour l'exemple que nous voulons traiter :

$$\begin{cases} r &= -x \\ \rho &= 2x \end{cases}$$

on peut définir la fonction de cohérence spatiale complexe d'une nouvelle façon, à  $\tau = 0$  :

$$\Gamma_{sp}(2x, y, 0) = \left\langle E(x, y) E^*(-x, y) \right\rangle_t \quad (2.5)$$

Par conséquent, on comprend que la mesure que nous obtenons à l'aide de l'interféromètre présenté en figure 2.6 nous donne bien la fonction de cohérence spatiale du champ issu de la source. L'expression 2.3 nous permet donc de trouver une relation entre  $F_{mes}$  et  $\Gamma_{sp}$ , à savoir :

$$\begin{aligned} \Re \left[ \Gamma_{sp}(2x, y, 0) \right] &= \Re \left\langle E(x, y) E^*(-x, y) \right\rangle_t \\ &= F_{mes} - \left\langle I_0(x, y) \right\rangle_t \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le degré de cohérence spatiale  $\gamma_{sp}(2x, y)$  se définit alors en normalisant tout simplement la fonction de cohérence. En posant  $F_0 = \left\langle I_0(x, y) \right\rangle_t$  on obtient par conséquent :

$$\Re \left[ \gamma_{sp}(2x, y, 0) \right] = \Re \left[ \frac{\Gamma_{sp}(2x, y, 0)}{F_0} \right] = \frac{F_{mes} - F_0}{F_0} \quad (2.7)$$

En résumé, grâce à la mesure au fondamental réalisée à l'aide de notre interféromètre



modifié, nous connaissons la partie réelle du degré de cohérence spatiale complexe de la source [34] :

$$\gamma_{exp1\omega} = \frac{F_{mes} - F_0}{F_0} = \Re\{\gamma_{sp}\} \quad (2.8)$$

La largeur de cette première fonction nous donne la largeur de cohérence spatiale du champ généré par la source lissée, et ainsi nous renseigne sur la taille transverse des speckles  $\rho_c$ .

### Etude au second harmonique

Nous pouvons également connaître la fonction d'auto-corrélation du second ordre, obtenue par la mesure au second harmonique. La démarche est la même. Nous ne détaillerons pas les calculs. Nous obtenons alors l'expression suivante :

$$\gamma_{exp2\omega} = \frac{F_{mes}^2 - F_0^2}{F_0^2} = |\gamma_{sp}|^2 \quad (2.9)$$

Cette expression au second harmonique n'est valable que si la statistique du champ délivré par la source est gaussienne [3]. Nous obtenons ainsi le module au carré de la fonction de cohérence spatiale complexe.

Le résultat au fondamental quant à lui, est valable quelle que soit la statistique de la source. Par conséquent, seule la mesure au second harmonique permet de connaître de façon sûre la statistique de la source. Ces deux méthodes de mesure permettent alors de connaître la dimension transverse des speckles. Dans les deux cas, elle est donnée par la largeur des fonctions d'auto-corrélation spatiales.

Voyons maintenant quel est le schéma expérimental que nous avons effectivement mis en place pour accéder à ces deux mesures. Toute la difficulté réside bien sûr dans le choix du système d'inversion spatiale que nous avons évoqué.

### 2.3.3 Schéma expérimental

Un des éléments optiques les plus couramment utilisés pour réaliser le retournement spatial d'un faisceau suivant un axe de symétrie est le prisme de Dove, comme l'illustre la figure 2.7.

Cependant, comme tout élément optique d'indice  $n$ , il engendre un temps retard temporel sur l'impulsion par rapport à la même impulsion qui se propagerait dans l'air.

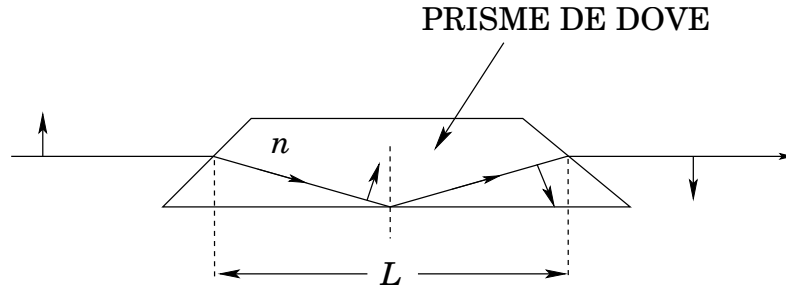


FIG. 2.7 – Schéma de principe du retournement d'un faisceau par prisme de Dove, de longueur  $L$ , d'indice  $n$ .

$$\delta t = (n - 1) \cdot L_{eq} / c$$

où  $L_{eq}$  est la distance de propagation effective à l'intérieur du prisme.

De même, cet élément optique modifie l'imagerie d'une distance  $\Delta z = L_{eq} \frac{n-1}{n}$ , comme l'illustre la figure 2.8.

On voit donc qu'il devient problématique de faire une mesure de cohérence temporelle

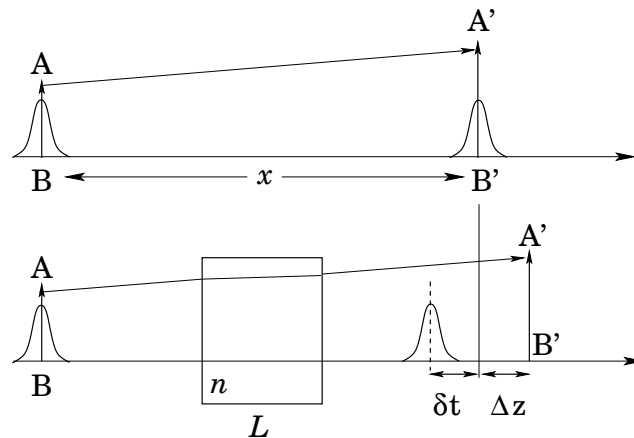


FIG. 2.8 – Retard optique et modification d'imagerie engendrée par un élément de longueur  $L$  et d'indice  $n$

par interférométrie avec un tel élément optique car, la dimension de notre faisceau pouvant atteindre plusieurs millimètres, nous devons travailler avec un prisme de section importante et donc de plusieurs centimètres de long. Cela engendre un retard temporel et une modification d'imagerie non négligeables, que nous devons compenser. C'est un outil qui peut être utilisé pour l'inversion d'un faisceau [35] mais pas dans le cas de faisceaux multi-mode spatial, pour lesquels il faut travailler en imagerie. En effet, si on prend en exemple un prisme de longueur  $L = 8\text{cm}$ , cela engendre un décalage d'imagerie égal à  $\Delta z = 2,7\text{cm}$  dans un sens et un retard temporel opposé  $\delta t$  égal à  $\delta z/c$ , soit environ 120 ps. Pour compenser ce décalage temporel et spatial, la seule solution aurait été d'insérer dans l'autre bras de l'interféromètre un bloc de

verre de même indice et de chemin optique équivalent. N'ayant pas d'un tel élément à notre disposition, nous avons dû choisir un autre moyen d'inversion.

Pour cette raison, nous avons alors modifié la configuration de l'interféromètre de Michelson classique, pour assurer le retournement spatial dans un bras, sans avoir à y insérer d'élément optique. Nous avons vu précédemment que la réflexion sur une surface réfléchissante assurait le retournement du faisceau, comme dans le cas du prisme de Dove. Par conséquent, si dans l'un des bras, le faisceau subit  $N$  réflexions et dans l'autre bras, il n'en subit que  $N - 1$ , à la sortie de l'interféromètre les deux faisceaux seront spatialement inversés l'un par rapport à l'autre. L'interféromètre ainsi créé est un hybride entre l'interféromètre de Michelson et celui de Mach-Zehnder. Le schéma expérimental de l'expérience mise en place pour la mesure de la cohérence spatiale est présenté dans la figure 2.9 [36].

On voit que le faisceau, symbolisé par la lettre "A" est retourné dans le bras **2**. Les lentilles  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  et  $L_4$  positionnées par couples à  $f_2 + f_3/f_3 + f_4$ , permettent d'assurer la propagation et l'imagerie du plan P de la source MUSE jusqu'à la caméra d'observation. L'imagerie dans notre cas se révèle être un paramètre crucial pour la mesure.

La lame séparatrice  $LS_1$  permet de séparer le faisceau issu de la source en deux faisceaux d'énergie égale; la lame LC est une lame compensatrice qui permet comme dans tout interféromètre, d'égaliser le nombre de passages dans les lames  $LS_1$  et  $LS_2$  pour chacun des bras. Les prismes de Glan PG permettent de polariser totalement le faisceau dans un plan ( $p$  ou  $s$ ), et les deux lames demi-onde dans chaque bras permettent d'ajuster parfaitement la polarisation pour favoriser les interférences et la génération de second harmonique. Elles permettent en outre de compenser les éventuelles modifications de la polarisation pouvant apparaître lors des réflexions sur les miroirs et les lames séparatrices dans l'interféromètre. Les prismes de Glan dans l'interféromètre permettent d'équilibrer les deux bras en énergie.

Voyons alors quel est le signal expérimental auquel on peut s'attendre en sortie avec une source lissée. Dans le bras **1**, la figure de speckles mesurée à un instant donné, est composée de points chauds répartis sur toute la dimension du faisceau. Nous désignerons un point chaud de cette figure de tavelures par le numéro 1, comme l'illustre la figure 2.10 **a**).

Dans l'autre bras, nous avons la même figure de speckles mais retournée spatialement suivant un axe de symétrie vertical. L'image du point chaud 1 se retrouve donc localisé au

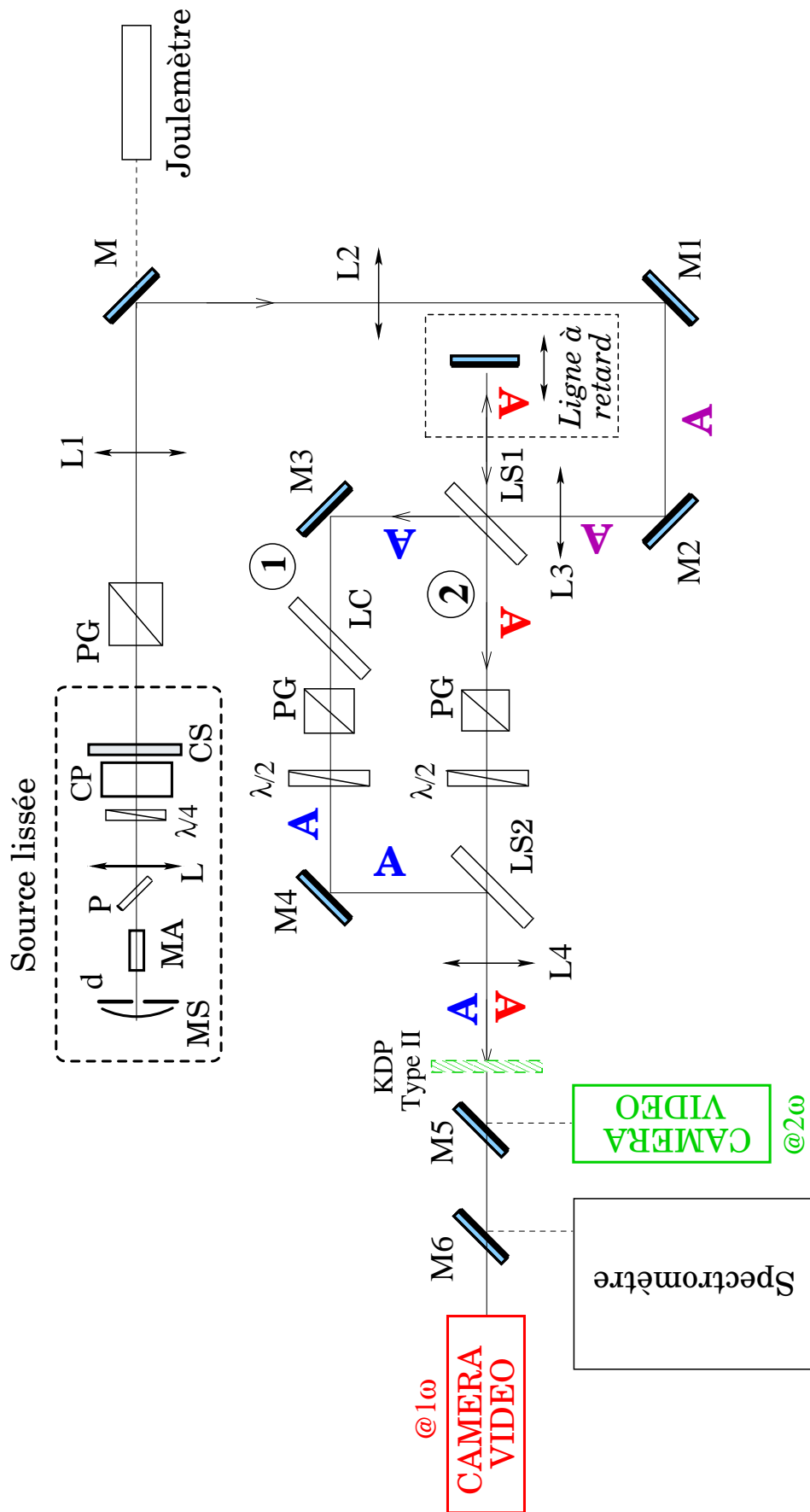


FIG. 2.9 – Schéma expérimental complet de l'expérience de mesure de la cohérence spatiale de la source lissée MUSE. MS : miroir sphérique ; CS : coupleur de sortie ; MA : milieu amplificateur (Néodyme-phosphate) ; M, M1 -M6 : miroirs plans ; PG : Prismes de Glan ; d : trou dur dans la cavité de diamètre variable ; CP : cellule de Pockels ; L, L1-L4 : lentilles convergentes ; LS1, LS2 : lames séparatrices ; LC : lame compensatrice ;  $\lambda/2$  : lames demi-onde ;

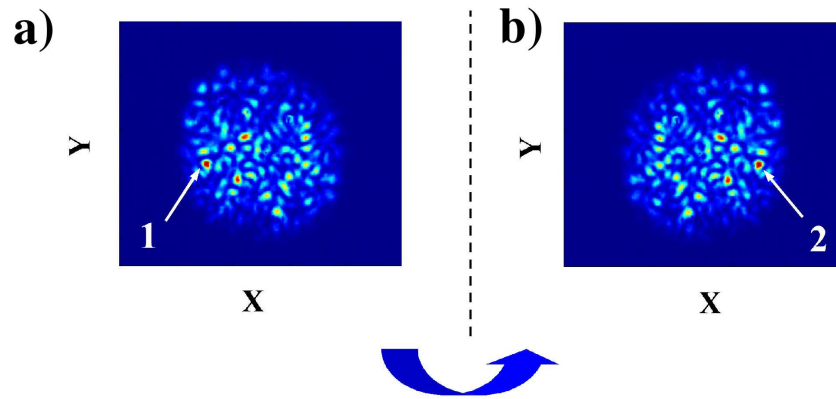


FIG. 2.10 – Point chaud d'une figure de tavelures observée au niveau du bras **1** et au niveau du bras **2** retourné de l'interféromètre

point symétrique par rapport à l'axe vertical. Nous le noterons point 2 (figure 2.10 **b**). Par conséquent, en sortie d'interféromètre, les points chauds 1 et 2 ne se superposent pas. Le signal obtenu est donc simplement la sommation en champ des deux bras [19]. On dira qu'en ce point du faisceau, les deux champs ne sont pas corrélés .

Par contre, au centre du faisceau, sur l'axe de symétrie, les points chauds dans le bras **1** sont toujours à la même place dans le bras **2**. Le signal recueilli est donc obtenu par interférence constructive cette fois-ci. On dira qu'en ce point, les deux champs  $E(x, y)$  et  $E(-x, y)$  sont corrélés. Ainsi, il y a dans ce cas-là une sommation des deux bras en intensité [19] et accumulation au cours de l'impulsion. Si l'on regarde sur tous les points de l'axe vertical central, tous les points chauds s'ajoutent et forment ainsi une frange centrale de largeur égale à la largeur de cohérence de la source. La mesure de la dimension des grains de speckles se déduit donc directement de la mesure de cette fonction d'auto-corrélation expérimentale. La mesure peut se faire, comme on l'a vu, au fondamental ou au second harmonique.

Ce schéma expérimental, développé pour la mesure de la cohérence spatiale de la source lissée, permet également de mesurer la cohérence temporelle. Voyons donc quelle est la méthode de mesure de temps de cohérence que nous avons utilisée et quels sont les résultats obtenus. C'est le sujet de la partie qui vient. Dans la dernière partie, nous présenterons la mesure de cohérence spatiale par auto-corrélation spatiale, et les résultats nouveaux qu'elle nous a permis d'obtenir.

## 2.4 Mesure du temps de cohérence

### 2.4.1 Principe de la mesure

La frange centrale verticale que nous obtenons grâce à cette mesure de cohérence spatiale est modulée en fluence par des franges d'interférences perpendiculaires. Elles sont obtenues une fois que les champs issus des deux bras sont superposés temporellement, en créant un léger angle entre les deux bras à l'aide du miroir de la ligne à retard ("réglage en coin d'air"). Ce réglage est nécessaire dans le cas de notre expérience pour assurer la stabilité de la mesure. En effet, si nous avions réglé l'interféromètre à la teinte plate, sans aucun angle entre les deux miroirs, la mesure aurait été extrêmement instable.

Une fois le réglage en coin d'air effectué, on réglera l'interféromètre (en modifiant la position du miroir de la ligne à retard) pour que la visibilité des franges d'interférence soit maximale. Cela signifie qu'on est bien dans la configuration où le délai  $\tau$  entre les deux bras est nul (teinte plate). A la fin de l'impulsion la totalité des speckles générés par la source lissée se sont ajoutés au niveau du détecteur. L'image du signal obtenu est présentée dans la figure 2.11.

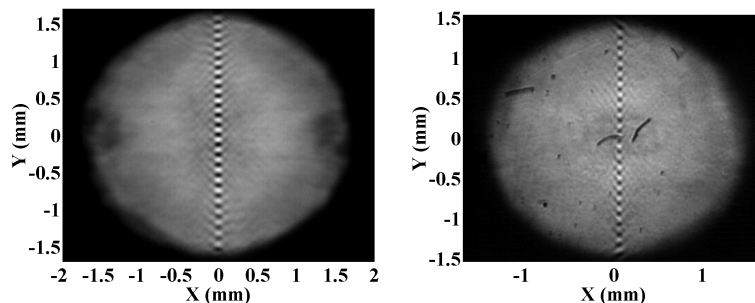


FIG. 2.11 – Signaux expérimentaux obtenus en sortie d'interféromètre pour différentes valeurs du retard optique entre les deux bras **1** et **2**. Nous voyons alors la visibilité des franges diminuer, ce qui nous permet de mesurer la cohérence temporelle de la source

Pour connaître le temps de cohérence de la source, nous allons chercher à réduire la visibilité des franges, en déplaçant dans une direction le miroir de la ligne à retard, jusqu'à ce que la visibilité soit nulle. Nous procédons de la même façon en déplaçant le miroir dans la direction opposée. Le déplacement en  $z$  du miroir se traduit en décalage temporel entre les deux bras par la relation suivante :

$$\tau = \frac{2 \Delta z}{c} \quad (2.10)$$

où  $\Delta z$  est le décalage en  $z$  par rapport à la position où la visibilité est maximale. Sur la figure 2.11, nous présentons également deux images obtenues pour des retards différents entre les deux bras. Nous voyons effectivement la visibilité des franges d'interférence chuter, ce qui traduit une perte de cohérence.

## 2.4.2 Résultats expérimentaux et interprétations

Nous avons donc tracé la courbe de l'évolution du contraste des franges en fonction du délai  $\tau$  entre les deux bras (figure 2.12).

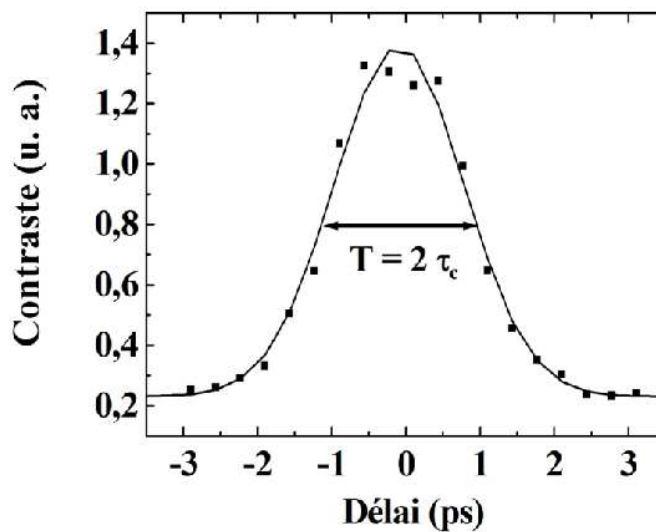


FIG. 2.12 – Courbe expérimentale de la fonction de cohérence temporelle de la source lissée MUSE.

Nous l'obtenons en mesurant le contraste  $C(\tau)$  des franges d'interférences, en réalisant la coupe du signal expérimental le long de l'axe de symétrie verticale :

- si la visibilité des franges est nulle, le contraste  $C$ , défini comme  $\frac{\sigma}{\langle I \rangle}$  vaut environ 0,2.

$\langle I \rangle$  est la valeur moyenne de l'intensité au niveau des franges, et  $\sigma$  est l'écart moyen à cette valeur moyenne. La valeur du contraste que nous obtenons alors est celle de la source lissée seule.

- si la visibilité des franges tend vers 1, le contraste  $C$  devient maximal et peut même être supérieur à 1.

La largeur totale à mi-hauteur de cette courbe détermine alors le temps de cohérence de la source. La largeur totale à mi-hauteur du signal présenté en figure 2.12 est celle du signal

de cohérence temporelle que nous avons reconstruit à partir de la mesure. La fonction de cohérence temporelle est définie comme :

$$C(\tau) = \left\langle E(t + \tau) E^*(\tau) \right\rangle_t \quad (2.11)$$

Nous avons réalisé un paramétrage de cette courbe expérimentale par une fonction gaussienne centrée en 0 donnée par l'expression suivante :

$$C_{fit}(\tau) = C_0 + C_{max} \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{\tau - \tau_0}{T} \right)^2 \right] \quad (2.12)$$

Dans le cas de cette courbe expérimentale, la valeur de  $C_0$  est donnée par celle du contraste de la source lissée seule, sans les franges d'interférence, à savoir environ 0,2.  $C_{max}$  est la valeur maximale de la fonction  $C(\tau)$  expérimentale, et  $\tau_0$  vaut 0 puisqu'il s'agit d'une fonction centrée en 0.

La largeur totale à mi-hauteur que nous mesurons par cette expérience est  $T$ , qui vaut environ 2 ps. Il faut donc déterminer le temps de cohérence du champ généré par la source à partir de la valeur de  $T$ . Etant donné que  $C(\tau)$  est une fonction gaussienne de largeur  $T$ , cela signifie par définition que le champ  $E(t)$  est une fonction gaussienne de largeur  $T/2$ .

Par conséquent, le temps de cohérence de notre source lissée vaut :

$$\boxed{\tau_c = 1 \text{ ps}}$$

Nous pouvons alors comparer le temps de cohérence que nous avons mesuré à celui donné par une source dont le spectre en fréquence est gaussien, de largeur à mi-hauteur  $\Delta\omega$ . On montre que si ce spectre est limité par Transformée de Fourier :

$$T_c = \frac{4 \ln 2}{\Delta\omega} \quad (2.13)$$

Par conséquent, le temps de cohérence  $T_c$  d'une source de largeur spectrale à mi-hauteur  $\Delta\lambda$  est donné par la relation suivante :

$$T_c = \frac{2 \ln 2}{\pi c} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.14)$$



Pour une source de largeur spectrale  $\Delta\lambda = 1,5 \text{ nm}$ , centrée à  $\lambda = 1053 \text{ nm}$ , nous obtenons un temps de cohérence théorique  $T_c$  égal à 1,1 ps.

On constate donc la concordance de la mesure avec ce que donne la théorie, et on considérera désormais que le temps de cohérence de la source déterminé par cette mesure nous donne le temps de cohérence des speckles générés.

Evidemment, il s'agit d'une mesure où l'on moyenne le signal au cours du temps pendant toute la durée de l'impulsion. Nous recueillons au niveau du détecteur tous les speckles générés par la source. La mesure donne en fait une valeur moyenne du temps de cohérence. En aucun cas cette mesure ne nous donne le temps de cohérence de chaque speckle. Pour le connaître, il faudra faire une étude plus poussée. C'est le sujet du troisième chapitre.

Pour finir, on notera que le déplacement  $\Delta z$  que nous provoquons pour faire disparaître les franges d'interférence vaut au maximum  $600 \mu\text{m}$ , ce qui ne modifie en rien l'imagerie mise en place pour la mesure. On voit que le problème pouvant être engendré par l'utilisation d'un prisme de Dove de 8 cm de long a complètement disparu. C'est l'avantage principal de la méthode d'inversion spatiale que nous avons choisie. De plus, la mesure que nous réalisons est toujours valable, car le déplacement de  $600 \mu\text{m}$  est négligeable devant la longueur des speckles. C'est ce que nous allons voir dans la partie qui vient.

*En résumé, à l'aide de l'expérience que nous avons mise en place, nous avons estimé que la valeur moyenne du temps de cohérence des speckles générés par notre source lissée est proche d'une picoseconde. Cela correspond tout à fait à la valeur attendue pour une source de largeur spectrale égale à 1,5 nm. Passons maintenant à la mesure de la cohérence spatiale de la source, utilisant le même interféromètre. Nous mesurons dans ce cas la largeur de la frange centrale obtenue en sortie après superposition des deux bras.*

## 2.5 Mesure de la dimension des grains de speckle

### 2.5.1 Principe de la mesure et résultats expérimentaux

Pour cette mesure, on se place dans la configuration où le contraste des franges d'interférence qui modulent en intensité la frange centrale ont un contraste maximum ( $\tau = 0$ ).

Pour déterminer alors la dimension transverse des speckles, nous allons chercher à connaître la largeur de la frange centrale.

Comme nous l'avons présenté dans le paragraphe 2.3.2, nous mesurons la fluence  $F_{mes}$  du signal recueilli en sortie d'interféromètre au fondamental et nous en déduisons la fonction de cohérence expérimentale  $\gamma_{exp}$  définie comme :

$$\gamma_{exp} = \frac{F_{mes} - F_0}{F_0} = \Re\{\gamma_{sp}\} \quad (2.15)$$

Le terme  $F_{mes}$  est obtenu par la mesure du profil suivant la dimension  $x$  du signal recueilli, tracé au niveau d'un des maxima de la frange centrale, comme l'illustre la figure 2.13.

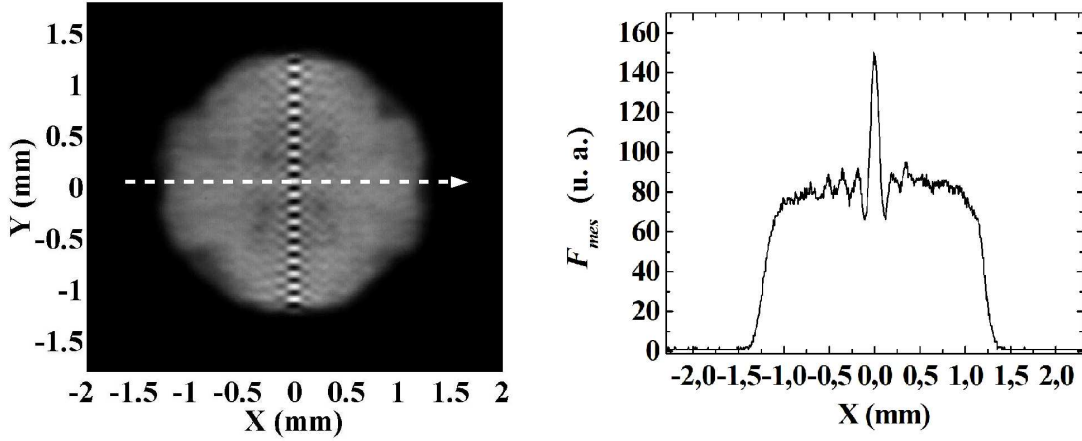


FIG. 2.13 – Coupe en  $x$  du signal recueilli, au niveau d'un des maxima de la frange centrale : obtention du terme  $F_{mes}$

Le terme  $F_0$  est donné par la coupe du signal que l'on obtient lorsque les champs électriques issus de chacun des deux bras de l'interféromètre ne sont plus corrélés temporellement ( $\tau > \tau_c$ ). Dans ces cas là, le signal recueilli est simplement la superposition en fluence des deux bras :  $F_0 = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle$ , comme l'illustre la figure 2.14

La fonction de cohérence spatiale expérimentale définie dans la relation (2.14) est tracée sur le graphique 2.15. Elle constitue le résultat principal de la mesure.

La valeur de la dimension transverse des speckles est donnée par la mesure de la largeur totale au premier zéro de cette fonction  $\gamma_{exp}$ . Nous la noterons  $\rho_c$ .

En suivant la même démarche, nous avons fait la mesure au second harmonique. Le résultat est présenté sur la figure 2.16.

Nous noterons que dans le cadre précis des mesures présentées sur cette figure, les conditions

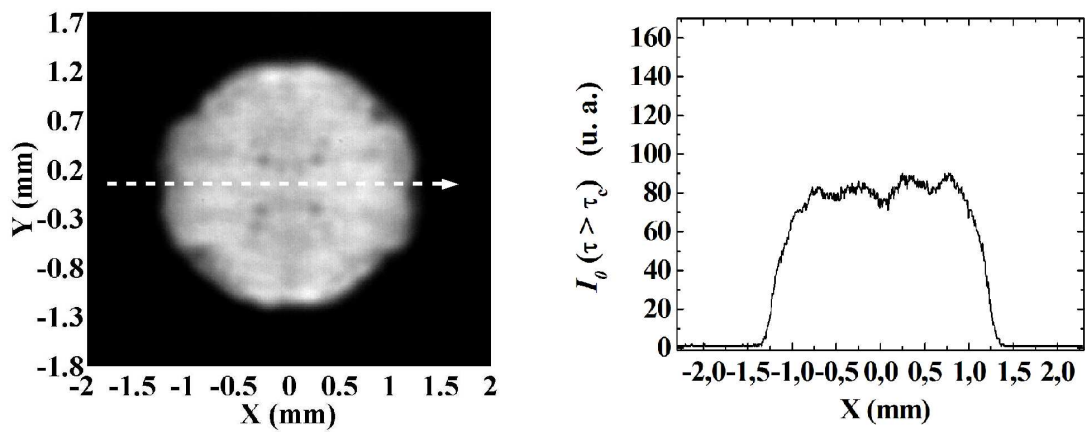


FIG. 2.14 – Coupe en  $x$  du signal recueilli pour  $\tau > \tau_c$ . Obtention du terme  $F_0$

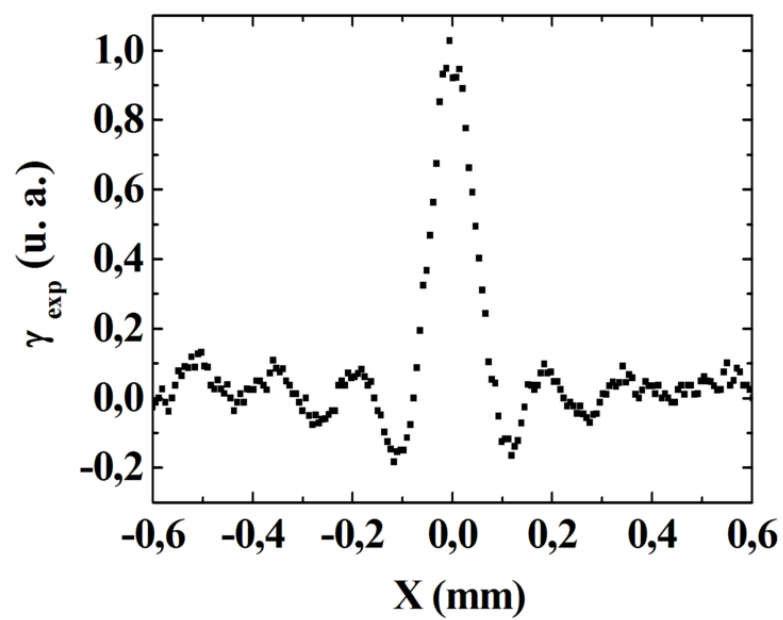


FIG. 2.15 – Fonction de cohérence spatiale expérimentale au fondamental

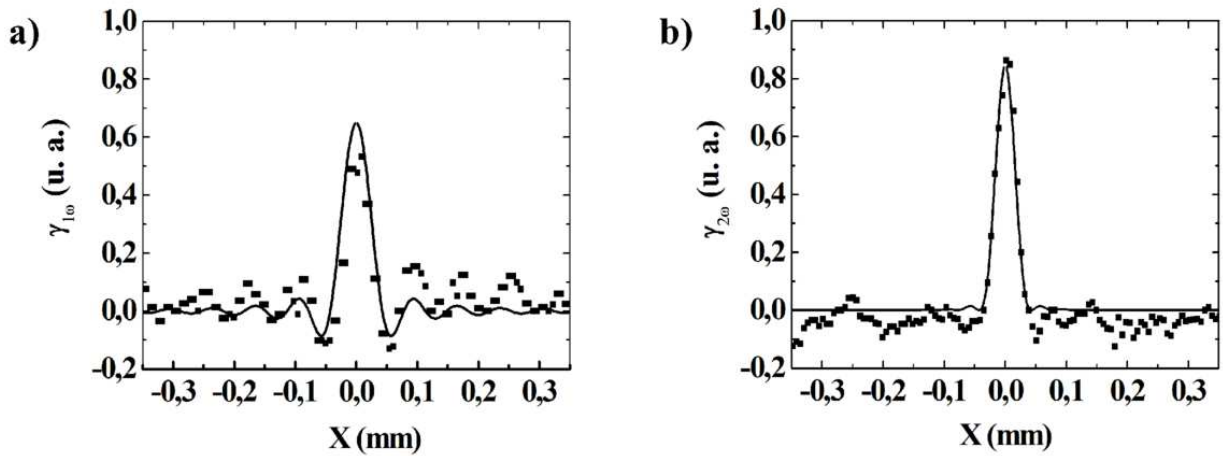


FIG. 2.16 – Fonctions de cohérence spatiale expérimentales au premier et au second harmonique dans des conditions d'expérience différentes.

expérimentales sont légèrement différentes. En effet, le réglage de la cavité MUSE ainsi que l'imagerie mise en place n'étaient pas optimisés à ce moment-là. Cela justifie alors la différence que l'on peut noter au niveau de la fonction d'auto-corrélation obtenue au fondamental. On constate que le pic central n'atteint pas la valeur de 1 attendue. Cela signifie qu'il y avait, au niveau de l'interféromètre, un déséquilibre de l'énergie dans chacun des deux bras ainsi qu'une mauvaise polarisation. On remarquera malgré tout que la largeur au premier zéro de la frange centrale au fondamental ou au second harmonique est la même. Ceci nous permet de conclure que la source lissée étudiée émet bien un champ électrique aléatoire à statistique gaussienne, comme le montrait la théorie. Sachant cela, nous présenterons par la suite les résultats obtenus exclusivement au fondamental, puisque le résultat est le même au second harmonique.

## 2.5.2 Interprétations des résultats et comparaison à la théorie

Nous avons fait la mesure de la dimension transverse des speckles en suivant la démarche présentée dans le paragraphe précédent pour les différentes valeurs de diamètre de la source. Nous reportons les résultats dans le tableau 2.1. Il s'agit d'une valeur moyenne sur plusieurs mesures, et l'erreur de mesure commise est estimée à  $6 \mu\text{m}$ , d'après la configuration de l'expérience (grandissement de l'imagerie et dimension du détecteur).

Nous voyons donc que la dimension transverse des speckles diminue avec la taille du mode de la cavité. Nous avons donc cherché à savoir quelle est la raison de cette évolution.

$D(mm)$	1,75	2	2,5	3
$\rho_c$ expérimental ( $\mu m$ )	245	180	155	120

TAB. 2.1 – Valeurs du rayon expérimental des speckles pour différentes valeurs de diamètre de la source

### 2.5.2.1 Evolution de la dimension transverse des speckles en fonction de la dimension de la source

Le schéma de la cavité est rappelé dans la figure 2.17.

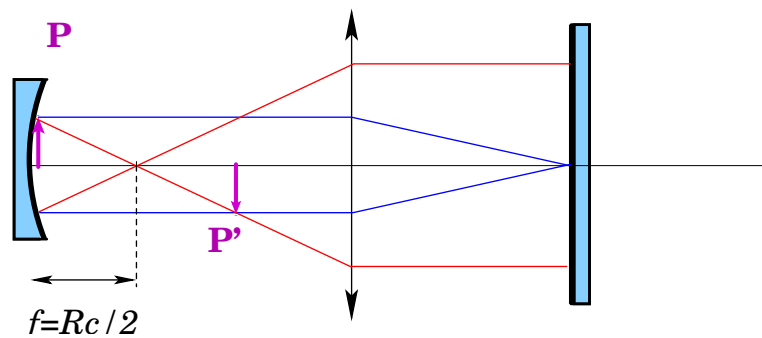


FIG. 2.17 – Schéma de la cavité et tracé des rayons

La dimension de la limite de diffraction pour une onde plane de diamètre  $D$  est égale à  $\frac{\lambda f}{D}$ , où  $f$  est la distance focale de la lentille. Dans le cas notre cavité,  $f$  correspond à la distance focale du miroir sphérique  $f = R_c/2 = 125$  mm.

Le cas se ramène donc à déterminer la dimension de la tâche de diffraction par un trou de diamètre  $D$ . Dans le cas classique, l'intensité au niveau du trou est uniforme et vaut  $I_0$  (exprimée en  $W.cm^{-1}$ ). On a donc une coupe en intensité de type fonction porte, comme l'illustre la figure 2.18.

Si on prend exactement un profil de type fonction porte de valeur crête  $I_0$  comme celui présenté sur la figure 2.18, la valeur de la dimension de la tâche de diffraction, autrement dit la taille transverse des speckles, est égale à  $2 \times 1,22 \frac{\lambda f}{D}$ . La valeur 1,22 est donnée par la valeur du premier zéro de la fonction de Bessel d'ordre 1, qui décrit la diffraction d'un faisceau par un trou circulaire [37]. Par conséquent :

$$\rho_c = 2,44 \frac{\lambda f}{D} \quad (2.16)$$

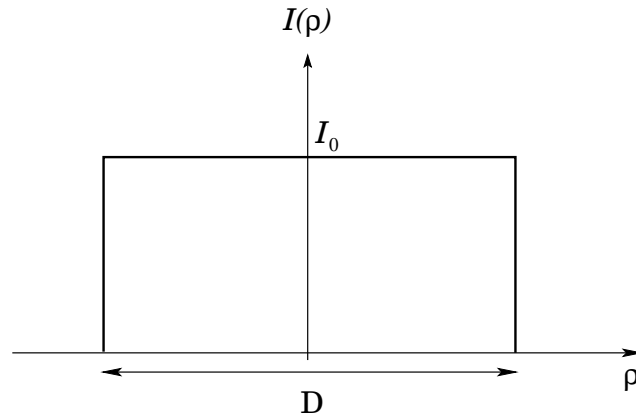


FIG. 2.18 – Profil de l'intensité au niveau du mode de fond de cavité de la source lissée MUSE

Cette relation permet de justifier l'évolution de la taille des speckles que nous avons mesurée avec la taille du mode de cavité. On s'attend, d'après la relation précédente, à ce que  $\rho_c \propto 1/D$ . Nous avons donc tracé sur la figure 2.19 la courbe théorique donnée par la relation précédente, ainsi que l'évolution donnée par les valeurs expérimentales de  $\rho_c$ . Nous pouvons noter une bonne concordance des points expérimentaux avec la courbe théorique, pour des valeurs de diamètre de source supérieures ou égales à 2 mm. En effet, pour la valeur inférieure ( $D=1,25$  mm), nous mesurons une taille de speckles du même ordre de grandeur que la taille du mode de cavité. C'est le cas où notre source entre dans un mode de fonctionnement où il y a très peu de modes spatiaux qui oscillent. Pour le cas où  $D = 1,25$  mm, on mesure  $\rho_c \approx 550 \mu\text{m}$ , ce qui montre qu'il n'y a qu'environ 2 modes spatiaux qui oscillent dans la cavité. D'après cette figure, on peut introduire un nombre de modes limite en dessous duquel le modèle donné par la relation (2.15) n'est plus valable. Ce nombre de modes limite semble déjà être atteint pour  $D = 1,75$  mm, autrement dit, pour  $N \approx 10$ .

De plus, les points expérimentaux présentent une certaine dispersion de mesure. En effet, nous avons fait la mesure de la taille des speckles sur différentes images expérimentales, et en différents points de la frange centrale. Malgré tout, les points expérimentaux restent relativement proches des valeurs théoriques.

Nous avons également cherché à connaître l'évolution de la taille des speckles tout au long de l'axe de symétrie verticale. Nous avons constaté que sur les bords (haut et bas) du faisceau, là où le pompage optique du barreau est le moins efficace, la taille des speckles était légèrement plus importante. Nous avons tracé l'évolution de la taille mesurée, en fonction de la position

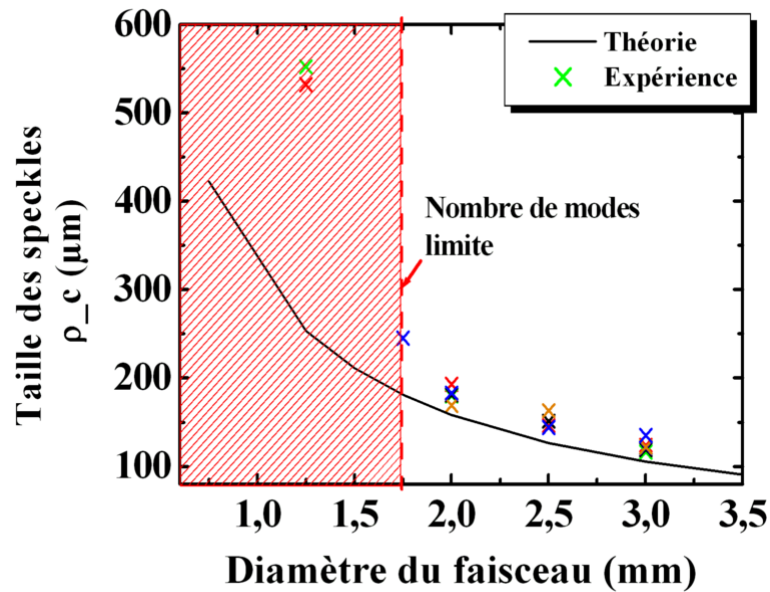


FIG. 2.19 – Evolution théorique de la taille transverse des speckles en fonction de la dimension de la source. Les points expérimentaux sont obtenus en faisant la mesure sur différentes images expérimentales et en différents points de la frange centrale.

sur l'axe vertical  $y$  (figure 2.20)

On constate que la valeur du rayon des speckles que nous donnions dans le tableau récapitulatif des résultats dans le cas d'un faisceau de 2,5 mm, à savoir environ  $155 \mu\text{m}$ , n'est valable que pour la partie centrale du faisceau. Aux bords du faisceau, au-delà de 0,75 mm environ par rapport au centre, la taille mesurée est plus importante, et se rapproche de  $190 \mu\text{m}$ . Cette augmentation peut être justifiée par le fait que le nombre de modes spatiaux qui oscillent dans la cavité n'est pas homogène sur toute la section de la cavité, à cause de la répartition spatiale du pompage dans le barreau. Au centre, le maximum de modes possibles peut osciller (à savoir environ 30), alors qu'au bord, ce nombre de modes est réduit. Une autre raison pourrait être que le poids respectif de chaque mode n'est pas le même sur tout le faisceau.

Après avoir extrait la dimension transverse des speckles de la mesure de la largeur de la frange centrale, nous avons cherché à savoir si le signal que nous avons obtenu décrit bien la fonction de cohérence de notre source. Pour cela, nous avons cherché à déterminer la fonction de cohérence spatiale théorique de notre source d'après son mode de fonctionnement et sa géométrie.

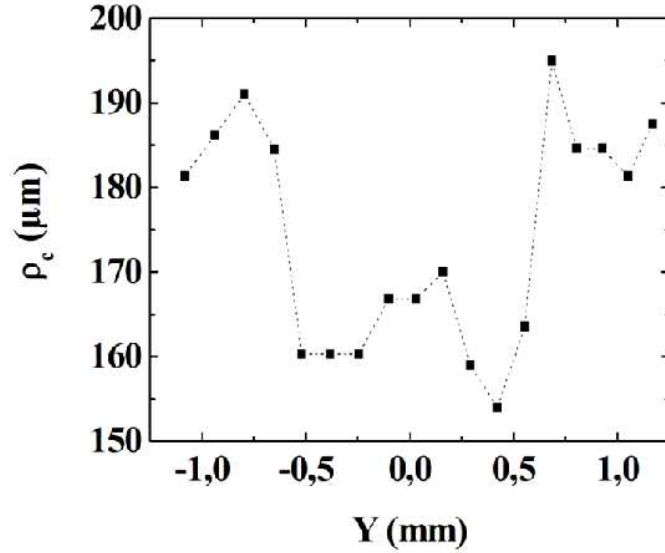


FIG. 2.20 – Evolution de la taille transverse des speckles en fonction de la position sur l'axe de symétrie verticale, dans le cas d'un faisceau de diamètre de 2,5 mm. Le trait en pointillés n'est en aucun cas issu d'un paramétrage des points expérimentaux. Il sert juste à guider l'œil du lecteur.

### 2.5.2.2 Fonction de cohérence spatiale théorique et comparaison aux résultats

Nous avons vu que la fonction de cohérence expérimentale  $\gamma_{exp}$  est proportionnelle à la partie réelle de la fonction de degré de cohérence spatiale théorique  $\gamma_{sp}$ . Nous allons donc chercher à déterminer la fonction  $\gamma_{sp}$  théorique pour notre source, pour la comparer à celle mesurée.

Le fonctionnement de la source MUSE est similaire à celui d'une fibre optique multi-mode à large coeur [29]. On démontre que dans un guide d'onde circulaire, les modes transverses pouvant se propager sont des fonctions de Bessel [26]. Par conséquent, la fonction de cohérence spatiale du champ issu d'une source multi-mode de section circulaire peut s'écrire :

$$\gamma_{fibre} = \int_0^1 J_0 \left( \frac{\pi \sqrt{s} \rho}{\rho_c} \right) ds \quad (2.17)$$

où  $\rho_c = \frac{\lambda f}{D}$  est la dimension transverse de la limite de diffraction d'une onde plane mono-mode, au foyer d'une lentille de focale  $f$ . Si on fait le calcul de la relation donnée dans l'équation précédente, cette fonction est en fait la fonction de Bessel Cardinal d'ordre 1 notée  $J_{card_1}$  :



$$\gamma_{fibre} = 2 \times \frac{J_1\left(\frac{\pi \rho}{\rho_c}\right)}{\left(\frac{\pi \rho}{\rho_c}\right)} = 2 \times J_{card_1}\left(\frac{\pi \rho}{\rho_c}\right) \quad (2.18)$$

Il s'agit d'une définition générale. Dans le cadre des définitions que nous avons posées pour notre source, nous introduisons la fonction de cohérence spatiale  $\gamma_{MUSE_{sp}}$  définie comme :

$$\gamma_{MUSE_{sp}} = 2 \times J_{card_1}\left(2 \frac{3,83\rho}{\rho_c}\right) \quad (2.19)$$

La valeur 3,83 est donnée par la valeur du premier zéro de la fonction de Bessel d'ordre 1  $J_1(x)$ , avec  $\rho_c = 2 \times 1,22 \frac{\lambda f}{D}$ . En effet, quand  $\rho = \rho_c/2$ ,  $J_{card_1}(3,83) = 0$ . On remarque que  $3,83 = 1,22 \pi$ . Avec cette définition,  $\rho_c$  est la largeur totale au premier zéro de la fonction de cohérence spatiale  $\gamma_{MUSE_{sp}}$  de notre source. Nous pouvons par conséquent comparer cette fonction théorique de cohérence spatiale à la fonction de cohérence spatiale expérimentale  $\gamma_{exp}$ .

Il convient de remarquer que si la forme de la source est différente, la fonction de cohérence  $\gamma(\rho)$  sera différente. Dans le cas d'un trou circulaire,  $\gamma(\rho)$  est une fonction Bessel Cardinal alors que dans le cas d'un trou carré,  $\gamma(\rho)$  est une fonction sinus Cardinal [26], [28]. Il semble alors que dans notre cas, le théorème de Van Citter-Zernike puisse s'appliquer [38], puisque la fonction de cohérence mesurée semble être proportionnelle à la Transformée de Fourier de la répartition d'intensité de la source.

Nous traçons alors sur la figure 2.21 les fonctions de cohérence expérimentales et théoriques pour les deux formes de sources utilisées.

On remarque que dans les deux cas de figure, les points expérimentaux suivent relativement bien la courbe théorique attendue au niveau du lobe central, malgré un léger écart, que nous avons déjà constaté sur la figure 2.19. Dans le cas du trou circulaire, la zone autour de la frange centrale est retracée de façon plus précise sur la figure 2.22.

On notera que la largeur au premier zéro de la fonction d'auto-corrélation spatiale théorique  $\gamma_{MUSE_{sp}}$  est inférieure à celle de la fonction expérimentale. C'est le cas quel que soit le diamètre de la source (cf. figure 2.19).

Si la concordance entre la théorie et la mesure est assez bonne au niveau de la frange centrale, on constate par contre que la position et l'amplitude des lobes latéraux ne concordent

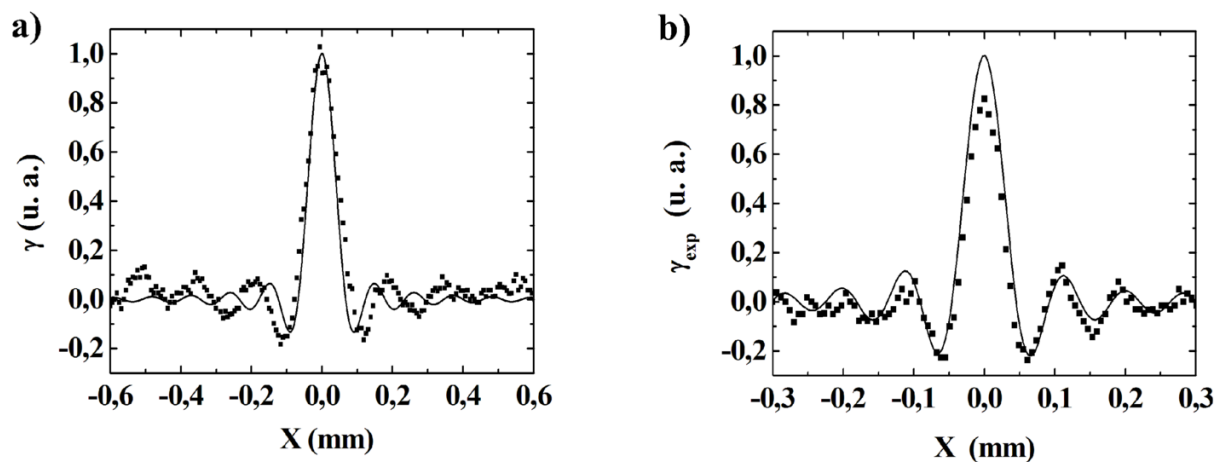


FIG. 2.21 – Fonctions de cohérence spatiale théorique et expérimentale. a) : diaphragme circulaire  $D=2,5$  mm ; b) : diaphragme carré de côté 3 mm.

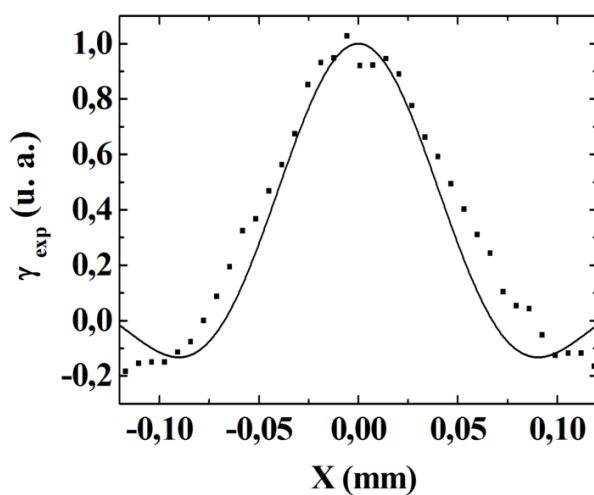


FIG. 2.22 – Fonctions de cohérence spatiale théorique et expérimentale obtenues autour de la frange centrale. Cas du diaphragme circulaire. On constate un bon accord théorie - expérience, malgré un léger écart.

pas tout à fait. En effet, la courbe expérimentale de la figure 2.21 présente des rebonds assez éloignés de la position de la frange centrale alors que la fonction théorique tend vers 0. Nous pensons que c'est dû au choix de l'expression théorique de la fonction d'auto-corrélation que nous avons fait. En effet, l'expression de  $\gamma_{MUSE_{sp}}$  proposée en équation (2.18) n'est qu'une approximation de ce qui se passe réellement dans la source. Pour être plus proche de la réalité, la fonction d'auto-corrélation théorique doit certainement être plus compliquée qu'une fonction de Bessel Cardinal d'ordre 1, comme nous l'avons définie. Nous pensons que c'est pour cette raison que l'on observe un écart avec la mesure. Nous considérerons donc que l'information qui nous importe pour la mesure de la dimension transverse des speckles n'est contenue que dans le lobe central et pas dans les lobes latéraux. La mesure de la largeur de la frange centrale est en effet tout à fait bonne malgré tout.

*Nous constatons finalement un bon accord entre la fonction  $\gamma_{MUSE_{sp}}$  théorique que nous avons introduite et les points expérimentaux, mais seulement au niveau du pic central principal. Nous avons pu démontrer la validité de la mesure à la fois dans le cas d'une source circulaire et d'une source de section carrée. Cette mesure est donc a priori applicable à toute forme de source. Nous constatons également que l'évolution de  $\rho_c$  en  $1/D$  est confirmée, et correspond tout à fait à ce que la théorie générale de la diffraction nous donnait, lorsqu'elle est appliquée dans notre cas. On constate cependant qu'il est préférable de travailler avec un grand nombre de modes spatiaux (supérieur à 15) pour que la théorie que nous avons utilisée puisse concorder avec la mesure. On considérera malgré tout que cette mesure est valable et fiable pour déterminer la dimension transverse des speckles, même s'il s'agit d'une mesure intégrée en temps. On dira que la mesure nous donne une très bonne approximation de la valeur moyenne de la taille des speckles.*

### 2.5.3 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de déterminer les grandeurs décrivant la cohérence spatiale et temporelle d'une source lissée. La mesure qui a été présentée est une mesure intégrée en temps qui par conséquent considère tous les speckles générés par la source durant la totalité de l'impulsion. Nous avons développé pour cela une méthode interférométrique originale qui, dans

un premier temps, nous a permis de mesurer le temps de cohérence moyen des speckles générés par notre source. Le temps de cohérence de 1 ps que nous avons mesuré confirme celui auquel on peut s'attendre avec une source possédant une largeur spectrale de 1,5 nm. Et dans un deuxième temps, cette méthode nous a permis de mesurer pour la première fois par méthode optique directe, la taille transverse des speckles générés par lissage optique. L'interféromètre que nous utilisons dans les deux cas permet de réaliser la fonction d'auto-corrélation spatiale du champ généré par la source tout au long de l'impulsion. La largeur du signal d'auto-corrélation obtenu nous donne la dimension transverse moyenne des speckles, après intégration au cours du temps. Nous avons mesuré la taille des speckles pour différents diamètres de source  $D$ . Les résultats que nous obtenons concordent avec le calcul de la dimension de la limite de diffraction d'un trou circulaire de même diamètre, ce qui nous permet de conclure que cette mesure intégrée en temps est tout à fait fiable et valable.

On soulignera pour finir la propriété la plus importante de cette méthode de mesure. C'est une technique mono-coup qui permet d'avoir directement à la caméra d'observation, à chaque impulsion, la dimension transverse des speckles, moyennée en temps. C'est une caractéristique qui a son importance, notamment si on imagine installer cet outil de diagnostic sur une chaîne laser de puissance, où les tirs lasers sont espacés de plusieurs minutes, dans le meilleur des cas. C'est également un instrument de mesure qui peut s'utiliser pour l'étude du lissage d'une source, quelle que soit la méthode de lissage mise en place (lissage par plasma ou par méthodes optiques).

Cependant, elle ne permet d'obtenir que la moyenne du temps de cohérence et la moyenne de la dimension transverse de tous les speckles générés par notre source. Ceci représente malgré tout une information tout à fait importante. Mais avec cette mesure, nous ne pouvons pas donner la taille et le temps de cohérence de chaque speckle généré. Elle ne permet pas de "distinguer" chaque speckle. Nous ne pouvons donc pas obtenir d'information sur la répartition autour des valeurs moyennes que nous mesurons à l'aide de notre expérience d'interférométrie. Pour affiner l'étude, nous avons donc souhaité réaliser une expérience permettant de connaître, outre la valeur moyenne pour le temps de cohérence et la taille des speckles, la répartition autour de cette valeur moyenne. Pour cela, nous devons réaliser, non plus une mesure intégrée en temps, mais une mesure résolue en temps. Elle nous permettra donc de "suivre" au cours

du temps l'évolution de la position, la taille et l'intensité des speckles en un point donné de l'espace.

Le chapitre suivant est alors consacré à la présentation de l'expérience que nous avons développée pour compléter l'étude du temps de cohérence et de la taille des speckles, mais cette fois-ci, par méthode optique résolue en temps. Elle nous permet ainsi de caractériser dans son ensemble, les propriétés spatio-temporelles des speckles.



---

# Métrologie résolue en temps de la cohérence d'une source lissée

---

## 3.1 Objectifs de l'étude et principe

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le moyennage spatio-temporel engendré par le couplage des modes spatiaux et temporels de la source permettait d'obtenir une source lissée de fluence homogène temporellement et spatialement aux modulations près. Cette homogénéité est en fait obtenue grâce au lissage optique réalisé en "cassant" la cohérence spatiale et temporelle de la source. L'homogénéisation correspond à la sommation des  $N$  modes spatiaux et temporels au cours de l'impulsion. On sait que l'on obtient ainsi un faisceau dont le contraste est caractéristique d'une source lissée, mais on ne peut pas savoir ce qui se passe réellement au niveau temporel et spatial pour obtenir ce résultat. Si on pouvait mesurer à chaque instant l'intensité du champ délivré par la source, on pourrait connaître son évolution spatiale et temporelle. Il serait alors possible de caractériser l'aspect aléatoire de notre source et non plus l'aspect global moyenné. Nous descendons ainsi plus bas dans l'échelle de la caractérisation de notre source. La détermination de la taille et de la durée des speckles découlerait de cette mesure approfondie et on obtiendrait ainsi une information qui nous était restée cachée jusqu'alors, à savoir les propriétés statistiques de notre source lissée.

Avec une technique telle que celle présentée dans le chapitre précédent, nous avons déjà

entamé une analyse poussée de notre source, en accédant aux grandeurs scalaires moyennes qui la qualifient, c'est-à-dire la taille moyenne des speckles et leur temps de cohérence moyen, quelle que soit l'intensité des points chauds. Cependant, nous n'avons aucune information sur la répartition autour de ces valeurs moyennes. Par exemple, on ne sait pas si les points chauds sont statistiquement tous de la même taille ou si certains sont plus grands et d'autres plus petits. On peut aussi se poser les mêmes questions pour le temps de cohérence. Par conséquent, si on veut connaître plus profondément les propriétés statistiques de notre source il nous faut donc connaître la fonction de répartition qui décrit chacune des grandeurs qui nous intéressent. On pourra ainsi connaître en détail l'intensité d'une figure de tavelures, l'intensité des points chauds qui la constituent, leur temps de cohérence, leur dimension transverse ou leur vitesse transverse.

Les fonctions de répartition que nous venons d'évoquer sont bien connues en mathématique statistique. Il s'agit des fonctions de densité de probabilité. Dans le cadre de l'étude du lissage optique, ces fonctions, que nous nommerons pour la lisibilité "FDP", ont été présentées de façon théorique dans les divers travaux de L. Videau et J. Garnier [4] pour chacune des grandeurs spatio-temporelles. Elles sont présentées dans le but d'être utilisées quelle que soit la méthode de lissage. Pour chacune des grandeurs étudiées, elles définissent trois caractéristiques importantes : l'histogramme de la grandeur étudiée, c'est à dire sa distribution statistique (la FDP que nous cherchons) ; sa valeur moyenne ; et son écart-type. L'étude théorique est faite pour une figure de speckles instantanée unique idéale, composée d'un très grand nombre de points chauds (dépendant du nombre de modes spatiaux et temporels), d'intensité variable de valeur moyenne  $I_{moy}$ . Pour décrire de façon plus complète la figure de speckles instantanée considérée, H. Rose puis ensuite J. Garnier introduisent une autre loi de densité de probabilité qui concerne justement l'intensité des points chauds. Toutes ces fonctions ont déjà été évoquées à la fin du chapitre 1.

A ce jour, à notre connaissance, aucune étude expérimentale n'a été réalisée dans le but de mesurer instantanément une figure de speckles générée par une source lissée optiquement afin d'en connaître ses propriétés statistiques. Par contre, certains travaux présentent des techniques assimilables à notre problème. On citera des travaux sur la propagation d'impulsions ultra-courtes dans une fibre multi-mode [39, 40]. Ce n'est pas du tout le même genre d'ap-



plications mais la technique utilisée est une méthode interférométrique qui, par corrélation croisée, permet de reconstruire le champ électrique de l'impulsion qui s'est propagée dans la fibre multi-mode. A la sortie de la fibre, on peut observer une figure de speckles fixe. On citera également des travaux en holographie [41] qui permettent d'enregistrer et de reconstruire a posteriori des événements successifs espacés d'une durée typique de 10 ns. Il semble que cette méthode puisse être étendue au domaine femtoseconde, ce qui pourrait être utile dans notre cas. Nous avons quant à nous, choisi de développer d'autres techniques plus adaptées à nos attentes, pour pouvoir procéder à la caractérisation spatiale et temporelle des speckles générés par notre source.

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes méthodes expérimentales que nous avons développées pour mesurer les principales grandeurs statistiques qui caractérisent notre source. Nous comparons ensuite les valeurs mesurées à celles données par la théorie que nous venons d'évoquer. C'est en effet le but ultime car cela permettra de confirmer toute l'approche théorique consacrée au lissage. Si c'est le cas, on pourra utiliser les modèles théoriques pour d'autres applications.

Tout d'abord nous ferons un point sur les principaux outils théoriques que nous avons utilisés. Nous présenterons alors, pour chacune des grandeurs étudiées, les fonctions de densité de probabilité que nous avons déjà évoquées dans la dernière partie du chapitre 1. Puis nous aborderons la partie purement expérimentale où nous détaillerons les différentes expériences que nous avons développées. Une des étapes cruciales de cette étude est la mesure d'une figure de speckles instantanée, délivrée par notre source, pour ensuite pouvoir étudier la statistique des points chauds obtenus. Nous présenterons dans un premier temps le dispositif expérimental qui a été mis en place pour réaliser une première série d'études où nous nous sommes positionnés exclusivement du point de vue spatial. Dans cette partie, nous nous intéresserons à la distribution statistique de l'intensité d'une figure de tavelures unique, puis de celle des points chauds qui la constituent. Nous verrons ainsi si la FDP attendue du point de vue théorique se retrouve expérimentalement. Et nous finirons par l'étude de la dimension transverse des speckles, toujours dans l'optique de la confronter à la théorie. Nous présenterons ensuite la deuxième étude que nous avons menée cette fois-ci exclusivement du point de vue temporel. Nous l'aborderons d'abord d'un point de vue tout à fait général et théorique, puis nous

présenterons sa réalisation. C'est une technique pompe-sonde avec codage temporel, qui nous a permis d'évaluer le temps de cohérence des speckles d'une autre manière, ainsi que leur temps de vie. Et nous terminerons par une troisième étude complète où nous avons considéré le couplage des composantes spatiales et temporelles de notre source lissée, nous permettant, grâce à la même technique pompe-sonde, de connaître le mouvement transverse des speckles. Après cet ensemble d'études, nous aurons complété en grande partie la caractérisation d'une source lissée optiquement. Nous aurons alors à notre disposition un grand nombre de grandeurs physiques qui décrivent la source à différentes échelles, que ce soit dans le domaine temporel ou spatial.

### 3.1.1 Rappels théoriques

Dans le chapitre 1, nous avons déjà évoqué différentes fonctions de densité de probabilité, qui pouvaient décrire soit l'intensité  $I$  d'une figure de tavelures ou des points chauds, mais aussi la dimension, le temps de cohérence et la vitesse des speckles. Dans cette première partie, nous faisons un bref rappel de chacune avant d'en réaliser la mesure. Pour l'intensité d'une figure de tavelures, on rappelle que la FDP s'écrit :

$$p(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp \left[ -\frac{I}{\langle I \rangle} \right] \quad (3.1)$$

Et pour l'intensité des points chauds qui la constitue :

$$p(I)_{max} = \frac{I}{\langle I \rangle} \exp \left[ -\frac{I}{\langle I \rangle} \right] \quad (3.2)$$

Pour ce qui est des caractéristiques spatiales et temporelles, on rappelle que pour chacune des grandeurs évoquées, nous pouvons définir une fonction de densité de probabilité  $p_{I_0, I_1}(R)$  décrite par la relation suivante (cf. chapitre 1) :

$$p_{I_0, I_1}(R) = \frac{8I_1 C_{I_0, I_1}}{\sqrt{2\pi I_0 \alpha_r} R^3} \exp \left[ -\frac{(I_0 - 4I_1 R^{-2})^2}{2\alpha_r I_0} \right] \quad (3.3)$$

Pour établir cette FDP, on rappelle que l'on doit effectuer plusieurs approximations que nous détaillons en annexe A. Nous savons qu'il faudra en tenir compte pour la suite. Cette FDP décrit alors les points chauds d'intensité crête  $I_0$ .

La variable  $R$  peut désigner les variables d'espace ou la variable temporelle. Nous avons vu que si  $R$  désigne la variable temporelle, on peut accéder ainsi à la largeur temporelle à  $I_0 - I_1$ , que nous nommerons le *temps de cohérence*  $\tau_C$  des speckles. On peut également accéder à la dimension spatiale transverse du point chaud considéré au même niveau d'intensité, c'est ce que nous appellerons le *rayon de corrélation*  $r_{FDP}$ .

On peut introduire alors une dernière fonction de densité de probabilité qui décrit les grandeurs spatio-temporelles. On prend ainsi en compte à la fois la variable temporelle et les variables spatiales du champ. Si l'on observe l'évolution du champ au niveau d'un maximum local au cours du temps dans une direction transverse  $x$  ou  $y$ , on obtient la mesure de la vitesse transverse des speckles, notée  $v_{x,y}$ . L'évolution suivant  $z$  nous donne la vitesse longitudinale des speckles  $v_z$ . La fonction de densité de probabilité des vitesses des speckles dans la direction  $y$  s'écrit :

$$p_{I_0}(v_y) = \frac{\sqrt{I_0}v_0^2}{\sqrt{\pi}(2\alpha_y v_y^2 + v_0^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{I_0 v_y^2}{2\alpha_y v_y^2 + v_0^2}\right) \quad (3.4)$$

Comme pour toute loi de probabilité,  $\int_0^{\infty} p(U)dU = 1$ . Ces fonctions donnent en fait l'histogramme du temps de cohérence des speckles, ou encore de leur rayon transverse ou bien de leur vitesse. On connaît alors la répartition statistique pour chacune de ces grandeurs autour de leur valeur moyenne (que nous avons mesurée en partie dans le chapitre **2**). Nous accédons aussi, et c'est le point important de cette étude, à l'estimation de l'écart moyen à cette valeur moyenne. En effet, avec cette information, nous pouvons savoir si la mesure simple de la valeur moyenne est précise, et se suffit à elle-même, ou si au contraire il y a une grande dispersion statistique autour de la valeur moyenne.

La valeur moyenne d'une grandeur  $U$  se calcule à l'aide de la relation suivante [42] :

$$\langle U \rangle = \int p(U)U dU \quad (3.5)$$

et son écart-type peut être défini comme :

$$\sigma_U = \int (U - \langle U \rangle)^2 p(U) dU \quad (3.6)$$

Nous rappellerons aussi que l'on peut généraliser les fonctions de densité de probabilité des relations (3.3) et (3.4) en prenant en compte tous les points chauds de la figure de speckles. Pour cela, on doit intégrer sur l'intensité. Connaissant la FDP  $p(I)$  donnée par la relation (3.2), on obtient alors la FDP générale pour  $R$  et  $v_y$  en posant :

$$\begin{cases} P(R) &= \int p(R) p(I)_{max} dI \\ P(v_y) &= \int p(v_y) p(I)_{max} dI \end{cases} \quad (3.7)$$

On voit que ces fonctions de densité de probabilité font toutes intervenir le paramètre  $\alpha_x$  ou  $\alpha_y$ . C'est une valeur qui est directement donnée par la fonction d'auto-corrélation (FA)  $\gamma(\rho, \tau, z)$  de la source lissée considérée. On notera alors que ces FDP peuvent s'appliquer à toutes les techniques de lissage. Nous pourrions donc appliquer ces outils théoriques à notre source, puisque nous connaissons l'expression de sa FA.

Nous avons consacré une grande partie des travaux de la thèse à mesurer ces différentes fonctions de distribution pour les confronter au modèle théorique. Nous allons alors présenter dans ce troisième chapitre la première étude expérimentale qui a été réalisée, à notre connaissance, dans le but de mesurer ces grandeurs statistiques. Nous allons détailler dans un premier temps le principe général de la mesure et le dispositif mis en place avant de passer à la mesure en elle-même.

### 3.1.2 Principe général de la mesure

Pour pouvoir effectuer cette caractérisation de la statistique des speckles et pour pouvoir donner la répartition autour de leur rayon transverse moyen, de leur temps de cohérence ou de leur vitesse moyenne, il faut tout d'abord changer d'échelle de temps. En effet, il faut pouvoir faire l'étude sur une figure de speckles unique, comme l'implique l'étude théorique. Nous devons donc réaliser avant tout la mesure instantanée d'une figure de speckles générée par notre source. Or comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, si on observe le faisceau de notre source avec une simple caméra vidéo, on mesure une répartition uniforme en fluence car tout est "noyé" par l'intégration temporelle qu'effectue la caméra. Il faut donc trouver un moyen de "photographier" le faisceau pendant l'impulsion, avec un "temps de pause" inférieur au temps de cohérence de la source, c'est à dire le temps de cohérence des speckles (1 ps).

Nous avons donc mis au point une technique pompe-sonde permettant de faire une corrélation croisée mono-coup entre le faisceau lissé de la source MUSE que nous cherchons à analyser, et un faisceau sonde de durée sub-picoseconde. Ce faisceau sonde est délivré par un amplificateur régénératif basé sur la technologie des cristaux de saphir dopé au Titane (Ti-saphir). La corrélation croisée s'effectue dans un cristal doubleur en type II de faible épaisseur ( $< 1$  mm). Le schéma de principe est présenté dans la figure 3.1.

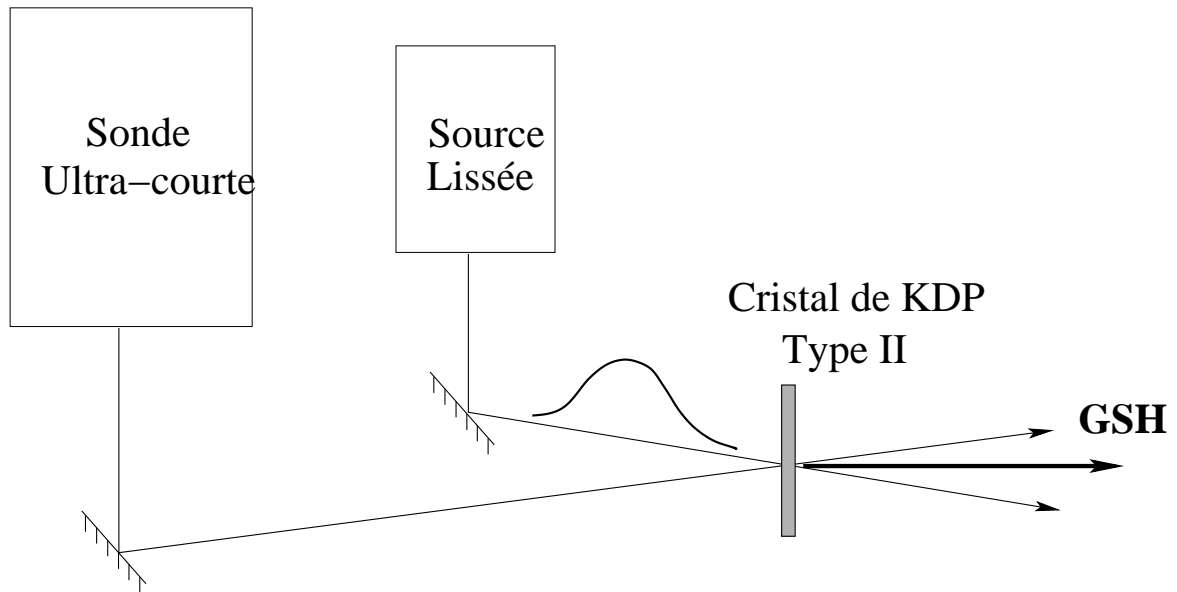


FIG. 3.1 – Schéma de principe de la corrélation croisée monocoup. **GSH** : signal issu de la Génération de Second Harmonique

L'information qui nous intéresse dans cette expérience est celle donnée par le signal au second harmonique (GSH). A l'instant fixé par l'impulsion sonde, la source lissée délivre un champ électrique dont la répartition spatiale est une figure de speckles fixe. Pour une autre mesure, la répartition spatiale des points chauds de la figure de speckles mesurée est différente, du fait du caractère aléatoire de la source lissée. On obtient donc, après de nombreuses mesures dans la même configuration, une statistique de mesure satisfaisante nous permettant de procéder à l'analyse de l'ensemble des figures de speckles mesurées et on peut ainsi déterminer les propriétés statistiques présentées dans la section précédente.

On s'attend donc à mesurer des points chauds qui, à l'instant fixé par l'impulsion sonde, ont environ tous un rayon transverse moyen qui se situe autour de la valeur donnée par les mesures présentées en chapitre 2, et un temps de cohérence moyen de l'ordre de la picoseconde. Il reste à savoir quelle est la répartition autour de ces valeurs moyennes.

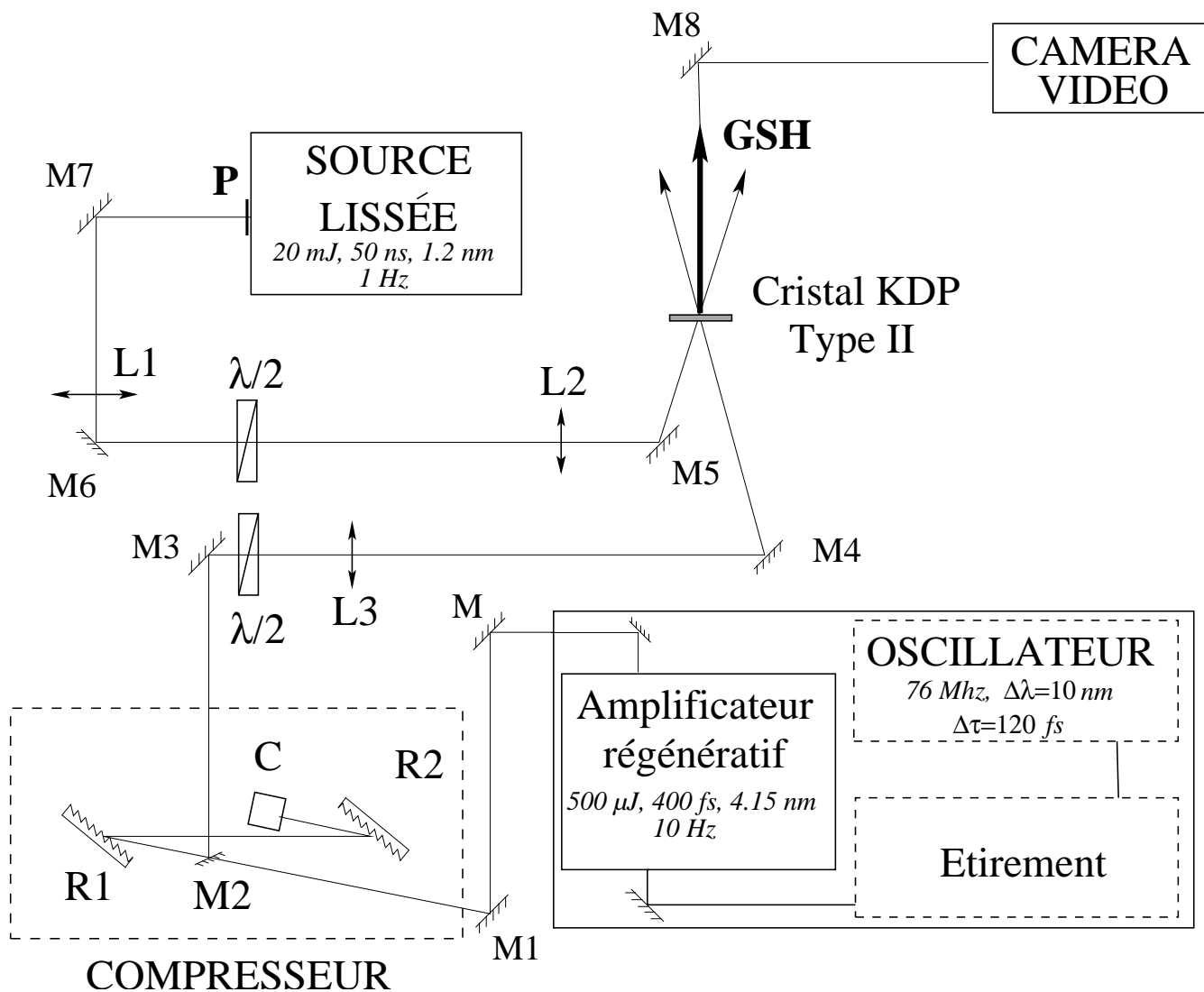


FIG. 3.2 – Schéma expérimental de la mesure d'une figure de speckles. **P** : plan d'imagerie de la source lissée que nous étudions; **M-M8** : miroirs plans de transport; **R1-R2** : réseaux de diffraction du compresseur; **C** : coin de cube assurant un aller-retour du faisceau avec un changement de hauteur; **L1-L3** : lentilles convergentes;  $\lambda/2$  : lames demi-onde; **GSH** : Signal issu de la génération de seconde harmonique.

## 3.2 Mesure des propriétés spatiales des speckles

### 3.2.1 Schéma expérimental

Le schéma expérimental utilisé dans le cas de cette mesure est présenté dans la figure 3.2.

La source qui délivre l'impulsion sonde provient comme on l'a vu d'un amplificateur régénératif à Ti-Saphir utilisant la technique CPA [43] que nous détaillerons plus tard dans le chapitre. L'oscillateur est un laser commercial qui délivre des impulsions de 120 fs, à 76 MHz, centré à 1053 nm. L'étireur à réseau permet d'allonger l'impulsion à une durée de 600 ps. Après amplification dans la cavité régénérative, l'impulsion est recomprimée à une durée minimale de 400 fs.

Pour en déduire la durée réelle de l'impulsion, nous avons considéré que l'allure de la courbe était de type gaussien (grâce au paramétrage tracé en trait continu sur la figure 3.3.a). Ainsi :

$$\Delta t_{re} = \frac{\Delta t_{autoco}}{\sqrt{2}} \quad (3.8)$$

Dans notre cas,  $\Delta t_{autoco} = 560$  fs, par conséquent,  $\Delta t_{re} = 400$  fs.

Nous avons obtenu un spectre légèrement modulé d'environ 4.15 nm de large centré autour de 1053 nm (figure 3.3 b)). Les caractéristiques de cette source sont rassemblées dans la figure 3.3.

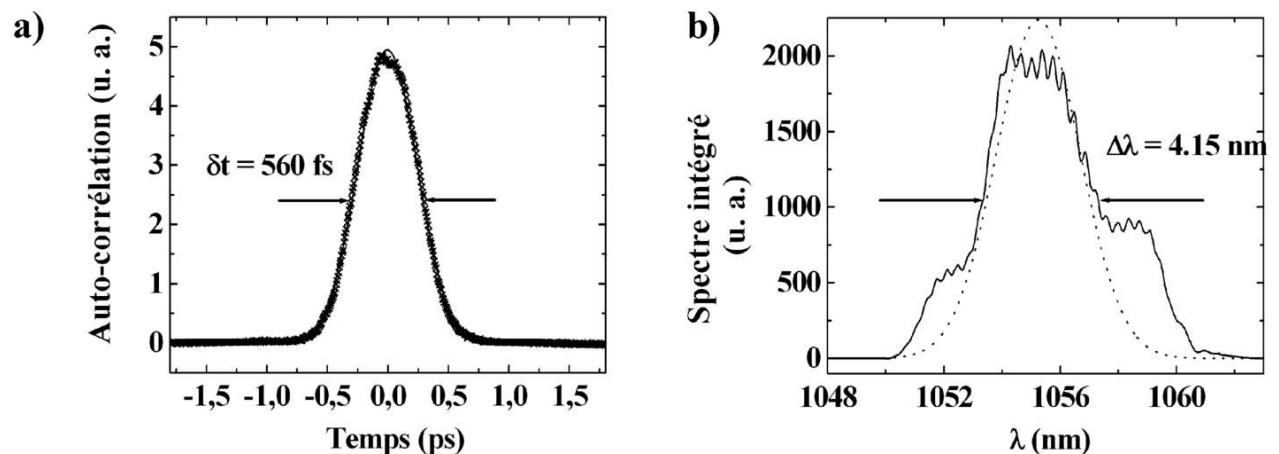


FIG. 3.3 – Caractéristiques temporelles et spectrales de l'impulsion sonde. **a)** : Trace d'auto-corrélation temporelle ; **b)** : spectre en longueur d'onde. En trait continu, spectre expérimental, et en pointillés, paramétrage gaussien.

Le réglage des réseaux du compresseur (angle et distance inter-réseaux) permet d'ajuster

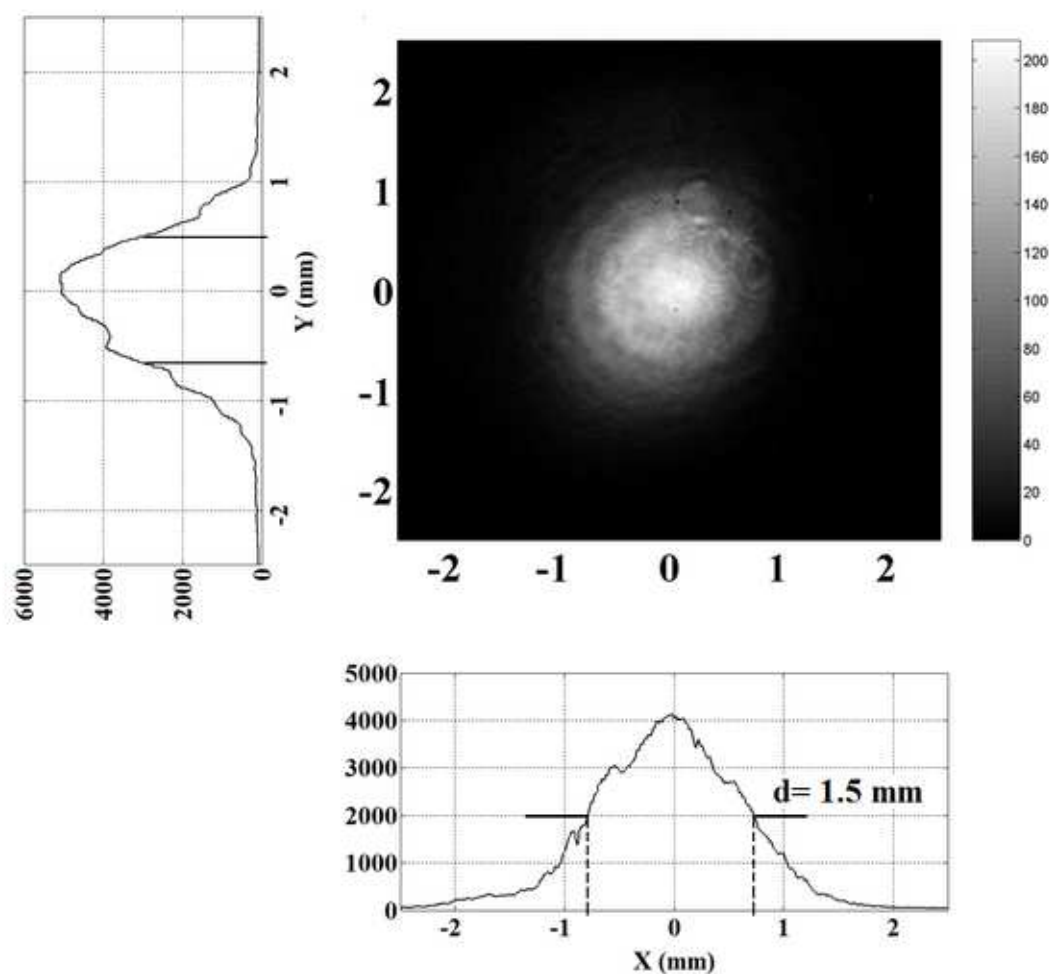


FIG. 3.4 – Caractéristiques spatiales de l'impulsion sonde. A gauche et en-dessous de l'image sont représentées les deux coupes transverses du faisceau en unité arbitraire.

la durée de l'impulsion sonde. On comprend que si la durée de l'impulsion sonde n'est pas optimisée, l'interaction avec l'impulsion lissée risque de se faire sur une durée plus grande que le temps de cohérence. Il faut donc ajuster au mieux le compresseur pour que l'interaction soit la plus courte possible dans le temps.

Du point de vue spatial, nous adaptons la dimension transverse du faisceau sonde à la taille du mode de la source lissée. Une image du faisceau sonde et ses profils transverses sont présentés dans la figure 3.4.

Une fois tous les paramètres réglés, il faut s'assurer de la bonne superposition temporelle des deux impulsions. Pour pouvoir agir facilement sur le délai entre les deux impulsions utilisées, nous avons choisi une impulsion comme l'origine des temps. Dans notre cas, un boîtier générateur de retard permet de déclencher la création de l'impulsion sonde dans la cavité régénérative. Ce système de synchronisation nous sert alors ensuite à déclencher le générateur



de signaux basses fréquences qui permet de faire fonctionner la source MUSE à un Hertz. Ce dernier boîtier permet alors d'ajuster la superposition temporelle de la source MUSE avec l'impulsion sonde. C'est une étape qui ne pose pas de problème car la durée de l'impulsion générée par la source lissée est de 50 ns alors que l'impulsion sonde dure 400 fs.

Enfin, un élément important est la superposition spatiale des deux faisceaux au niveau du cristal doubleur. Il s'agit d'un cristal de KDP, taillé pour une interaction de type II et d'épaisseur  $500 \mu\text{m}$  pour que la longueur d'interaction au niveau du cristal soit plus courte que la longueur d'un speckle. On rappelle que la longueur d'un speckle est proportionnelle au carré de sa dimension transverse. Pour un speckle de diamètre au premier zéro de  $110 \mu\text{m}$ , sa longueur atteint  $2.7 \text{ cm}$ , ce qui est largement supérieur à  $500 \mu\text{m}$ .

### 3.2.2 Résultats expérimentaux et comparaison à la théorie

Le résultat important que nous obtenons apparaît sur la figure 3.5.

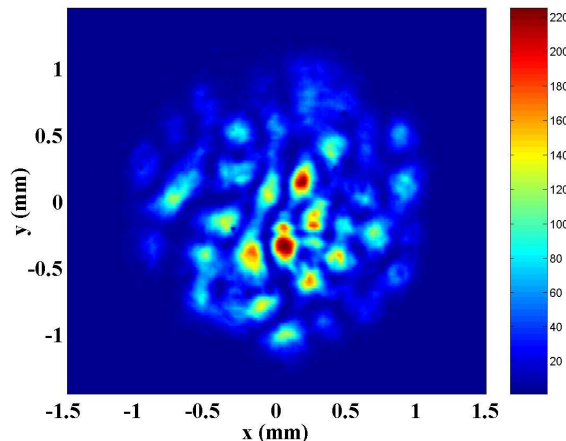


FIG. 3.5 – Figure de speckles instantanée délivrée par la source MUSE ( $D=2 \text{ mm}$ )

Il s'agit d'une figure de speckles délivrée à un instant donné par notre source lissée, et mesurée en sortie du cristal doubleur à la fréquence doublée ( $\lambda = 527,5 \text{ nm}$ ), dans le cas d'un diaphragme intra-cavité de  $2 \text{ mm}$ . Ce résultat expérimental illustre parfaitement toutes les simulations qui ont pu être réalisées dans le cadre de l'étude d'une source lissée. C'est la première observation, à notre connaissance, du champ généré à un instant donné, par une source lissée optiquement.

Spatialement, on retrouve dans le signal la forme de l'impulsion lissée de diamètre  $2 \text{ mm}$  mais au niveau de la répartition d'énergie, celle de l'impulsion sonde domine. Le signal sonde

étant de forme gaussienne de diamètre 1,5 mm environ (cf. fig. 3.4), l'intensité des speckles au centre du signal est plus importante que sur les bords. On voit qu'il y a des points de l'image dont l'intensité est pratiquement nulle alors que d'autres sont très chauds. Nous voyons alors qu'il y a une distribution des intensités qui semble aléatoire sur toute l'image.

On remarque aussi que la figure de speckles recueillie est composée de points chauds qui ont à peu près tous la même taille moyenne. Or on a vu dans la partie précédente qu'il y avait une répartition statistique de la taille des speckles autour de cette valeur moyenne, qui était donnée par la FDP.

Dans le premier paragraphe de cette partie consacrée aux résultats expérimentaux, nous allons donc présenter l'étude que nous avons menée au sujet de l'intensité de la figure de speckles mesurée. Nous verrons aussi, dans un deuxième paragraphe, la distribution des intensités des points chauds qui constituent cette figure de tavelures.

Et nous finirons, dans le troisième paragraphe, par l'étude détaillée de l'histogramme expérimental de la taille des speckles que l'on peut tirer de la figure mesurée. Nous verrons alors si la distribution des tailles que nous avons mesurée correspond à celle à laquelle on s'attend en théorie, d'après la FDP.

### 3.2.2.1 Intensité d'une figure de tavelures instantanée

Dans cette première partie consacrée aux résultats obtenus, nous ne nous intéressons pas à la forme et la taille des speckles, mais simplement à l'intensité de la figure de speckles. Pour cela, grâce à un programme de traitement d'images, nous mesurons l'intensité de tous les points  $(x_i, y_i)$  de la figure de speckles expérimentale. Avant de procéder à l'analyse de l'image, nous sélectionnons seulement la zone de l'image où le faisceau est présent. Ainsi, tous les points à zéro situés hors de la figure de speckles mesurée ne seront pas comptés. Une fois cette sélection faite, nous normalisons par rapport à l'intensité gaussienne du faisceau sonde. Et nous traçons alors l'histogramme des intensités. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 3.6.

On voit alors qu'il y a beaucoup de points de l'espace qui ont une intensité inférieure à l'intensité moyenne. C'est un résultat qui semble concorder avec la courbe théorique, que nous avons également tracée (d'après l'expression (3.1) présentée précédemment).

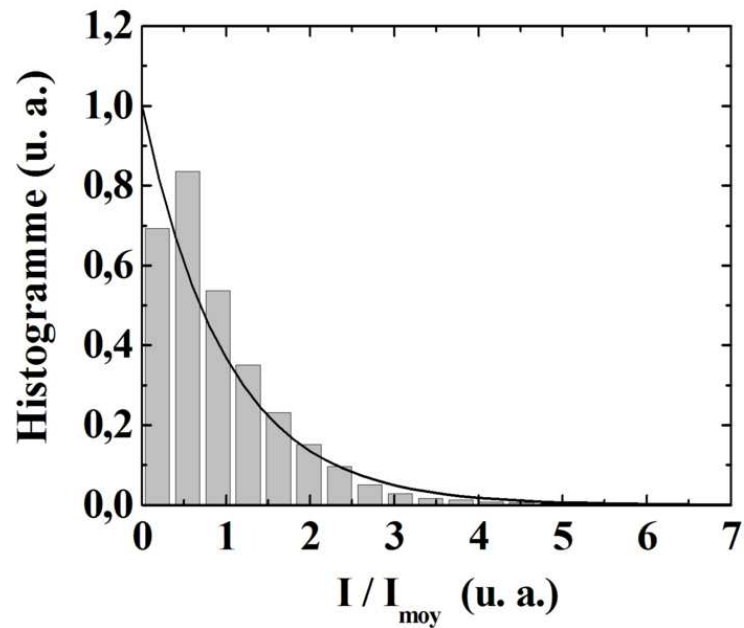


FIG. 3.6 – Histogramme expérimental de l'intensité d'une figure de tavelures ( $D=2,5$  mm)

On peut donc conclure que le signal expérimental semble bien être constitué d'une figure de speckles unique comme le prévoit la théorie. L'expérience que nous avons mise en place permet donc bien une mesure instantanée des speckles générés par notre source, malgré le fait que la durée de l'impulsion sonde soit de 400 fs. En effet, une durée d'impulsion sonde plus longue aurait engendré une intégration en temps de la mesure, et aurait conduit à un léger lissage du signal. L'histogramme de l'intensité de la figure de speckles n'aurait donc plus été celui d'une figure de speckles unique. Par conséquent, on peut poursuivre l'étude de l'intensité des speckles.

Nous allons donc maintenant étudier non plus l'intensité de la figure de speckles dans son ensemble, mais seulement l'intensité des points chauds.

### 3.2.2.2 Intensité des points chauds d'une figure de tavelures instantanée

Avec la même procédure de traitement d'image, nous allons sélectionner tous les points les plus chauds de l'image une fois normalisée à l'intensité moyenne. On mesure alors l'intensité de chaque point chaud détecté ce qui nous permet de tracer un nouvel histogramme expérimental.

L'histogramme présenté sur la figure 3.7 est donc celui de l'intensité des points chauds de la figure de speckles, normalisé à la valeur moyenne  $I_0$ . En trait continu, nous avons tracé la fonction de densité de probabilité de l'intensité des points chauds, donnée par l'équation

(3.2). Comme on peut le voir, il y a très peu de points chauds de faible intensité, ce qui paraît logique, et aussi très peu de points chauds de très forte intensité. On voit cependant que la majorité des points chauds ont une intensité supérieure à la valeur moyenne. C'est un résultat qui semble être confirmé par l'approche théorique. On peut conclure encore une fois, que la mesure que nous obtenons grâce à la technique pompe-sonde mise en place, est bien celle d'une figure de speckles unique. Mais aussi, grâce à cette expérience, on se rend compte que l'étude de l'intensité des speckles est bien plus précise que la simple mesure de fluence moyenne de la source lissée. En effet, jusqu'à cette mesure, il semblait logique que les points chauds ne soient pas tous aussi intenses. Cependant, nous n'avions aucune idée de ce que pouvait être la répartition de l'intensité. Cette mesure permet réellement de répondre à cette question.

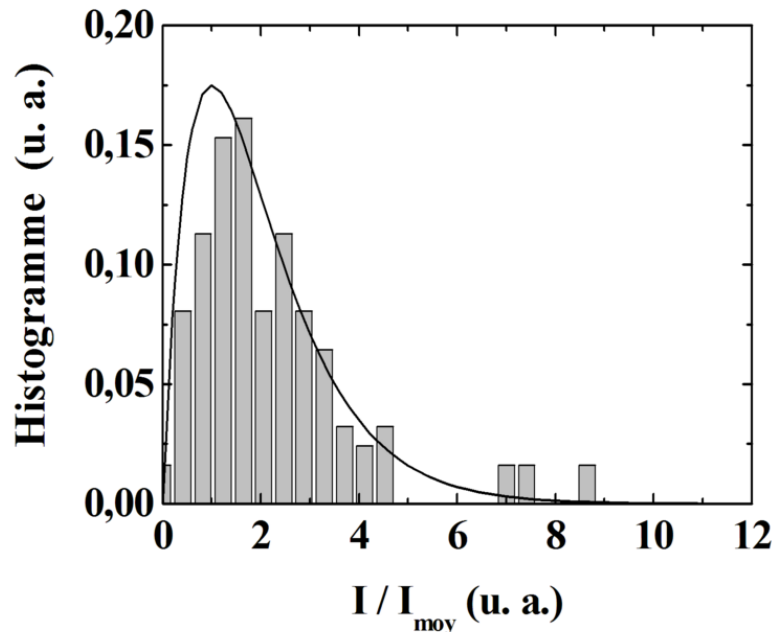


FIG. 3.7 – Histogramme expérimental de l'intensité de tous les points chauds d'une figure de tavelures ( $D=2,5$  mm)

Cependant, si on évoque le problème de l'interaction de ce genre de source avec une cible, il se peut que l'étude de l'intensité des points chauds ne suffise pas. Il faut également connaître la dimension des speckles. C'est en effet un paramètre qui peut être important si l'on veut être sûr de ne pas favoriser la création d'instabilités dans le plasma. Nous avons donc procédé à l'étude de la dimension transverse des points chauds, à partir de la figure de tavelures unique obtenue expérimentalement.

De la même façon que nous avons obtenu l'historgramme de l'intensité des points chauds,

nous pouvons alors obtenir l'histogramme expérimental de la taille des speckles. La théorie présentée précédemment donne également la fonction de densité de probabilité  $p(R)$  du rayon transverse des speckles, quelle que soit la méthode de lissage. Nous allons donc la comparer aux premières mesures de la taille présentées en chapitre 2, puis aux résultats obtenus à l'aide de l'expérience pompe-sonde pour notre source en particulier.

### 3.2.2.3 Dimension transverse des speckles : résultats obtenus

#### a) Histogramme expérimental mesuré à 85%

Un programme de traitement d'images expérimentales développé sous Matlab permet de connaître la largeur totale du champ à un niveau d'intensité  $h I_0$  (où  $I_0$  est l'intensité crête d'un point chaud et  $h$  est le niveau d'intensité d'observation  $(I_0 - I_1)/I_0$ ). Pour chaque point chaud de la figure, quelque soit la valeur de l'intensité crête, on détermine alors le rayon de corrélation au niveau  $h \times I_0$ .

La calibration de notre caméra d'observation nous permet de connaître la correspondance entre la taille d'un pixel et la dimension à laquelle elle correspond en microns. Nous savons que  $1 \text{ pixel} \Leftrightarrow 3 \mu\text{m}$ , ce qui nous permet de réaliser l'histogramme expérimental de la taille transverse de tous les speckles qui constituent l'image mesurée. L'histogramme obtenu, présenté sur la figure 3.8 n'est pas normalisé.

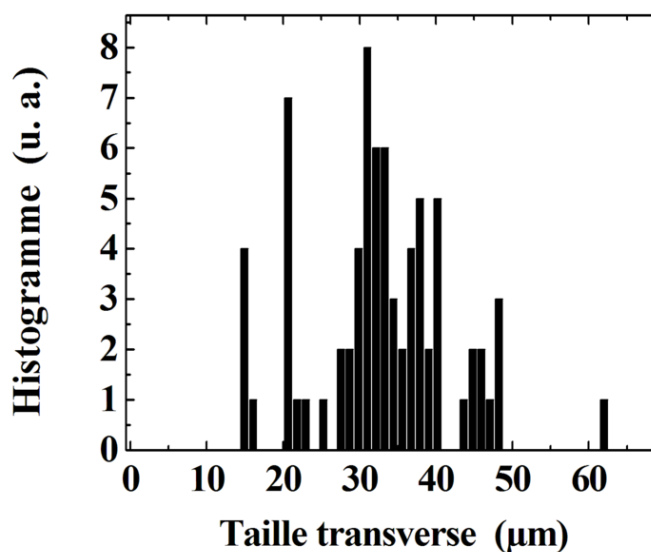


FIG. 3.8 – Histogramme expérimental du rayon de corrélation des points chauds, obtenus pour une seule figure de speckles mesurée ( $D=2,5 \text{ mm}$ )

On remarque alors que cet histogramme est assez épuré et pas très bien formé. De plus, il compte peu de points chauds. Il est donc difficile d'interpréter ce résultat. Nous avons donc préféré faire l'étude de la dimension des speckles pour une plus grande quantité d'images mesurées, pour augmenter le nombre de points chauds à étudier. En effet, étant donné qu'il s'agit d'une fonction de densité de probabilité, d'après la loi des grands nombres, il est préférable de faire l'étude sur le maximum de points chauds possible. On obtient ainsi un histogramme normalisé tel que celui présenté sur la figure 3.9.

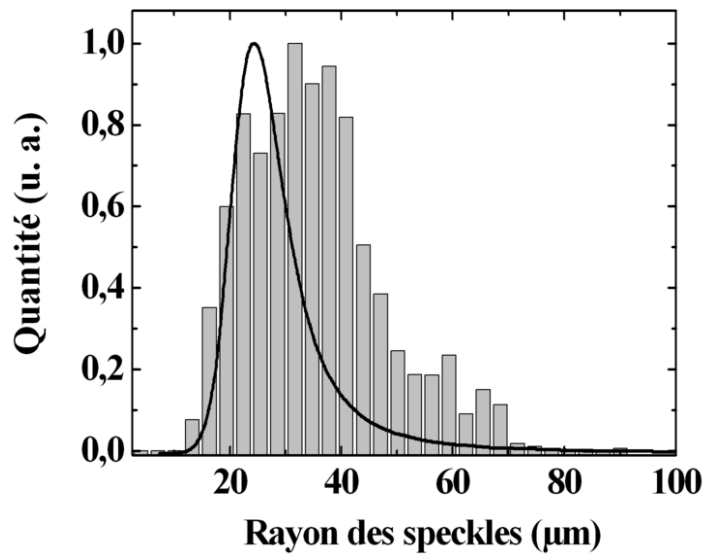


FIG. 3.9 – Histogramme expérimental du rayon de corrélation des points chauds pour un grand nombre de figures de speckles mesurées ( $D=2,5$  mm). En continu, FDP de la taille de tous les points chauds de la figure de speckle.

Nous avons également reporté sur la figure 3.9 la fonction de densité de probabilité (FDP) théorique présentée au paragraphe 3.1.1 et détaillée en annexe B. Il s'agit de la FDP qui prend en compte toutes les intensités de tous les points chauds de la figure de tavelures. On remarque alors un léger décalage de la position de la courbe théorique vers les valeurs inférieures. Il semble, à première vue, que la fonction de répartition théorique ait tendance à être décalée vers les valeurs faibles. Cependant, cela ne nous permet pas de conclure si la valeur moyenne et l'écart-type donnés par la FDP correspond à celles données par l'historgramme expérimental. Nous allons étudier alors plus en détail les caractéristiques des histogrammes que nous obtenons dans différentes configurations d'expérience.

**b) Valeur moyenne et écart-type expérimentaux de la taille des speckles, mesurés à 85% pour différents diamètres de source**

A partir de la mesure de l'histogramme, tel que celui présenté en figure 3.9, nous pouvons remonter à la valeur moyenne du rayon des speckles à 85% et leur incertitude, qui est la même pour chaque mesure. Dans le cas du diamètre de source de 2,5 mm, le rayon moyen donné par l'histogramme et son incertitude sont :

$$\langle r_{Histo} \rangle_{2,5\text{ mm}, 85\%} = 35 \mu\text{m} \pm 6 \mu\text{m} \quad (3.9)$$

Le rayon moyen  $\langle r_{Histo} \rangle$  donné par cet histogramme pour tous les points chauds de

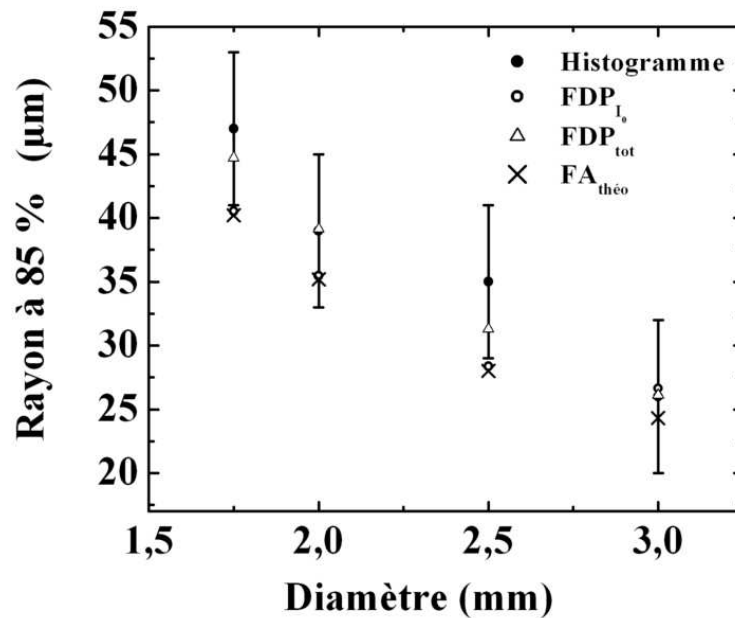


FIG. 3.10 – Comparaison des valeurs de rayon moyen données par l'histogramme à celles données par les FA théorique et expérimentale, et les FDP, pour quatre diamètres de source différents. La FDP totale (triangles) semble être l'approche qui correspond le mieux aux points expérimentaux.

la figure expérimentale, quelque soit leur intensité crête, est donc bien du même ordre de grandeur que celui donné par les différentes approches théoriques que nous avons détaillées en annexe B. Sur le graphique 3.10, nous avons reporté les mesures ainsi que les barres d'erreur associées, pour les différentes configurations de source (diamètre différent). On constate que les valeurs données par la fonction d'auto-corrélation théorique (croix sur le graphique) sont incluses dans les barres d'erreur, sauf pour un seul cas. Il en est de même pour la FDP obtenue pour une intensité crête.

Par contre, on peut dire que les valeurs données par la FDP qui prend en compte tous les points chauds (en triangles sur le graphique) sont une très bonne approximation des mesures. Cela signifie que pour bien décrire le phénomène que l'on observe par l'expérience, la théorie de la FDP tenant compte de tous les speckles, quelle que soit leur intensité, semble être celle qui convient le mieux.

En ce qui concerne l'écart-type autour de la valeur moyenne donnée par l'histogramme, nous en reportons les valeurs expérimentales et théoriques dans le tableau 3.1 pour les différentes valeurs de diamètre de source.

$D(mm)$	$\langle r_{FDP_{tot}} \rangle (\mu m)$	$\langle r_{Histo} (\mu m) \rangle$	$\sigma_{FDP_{tot}} (\mu m)$	$\sigma_{Histo} (\mu m)$
3,0	26,08	26	7,65	10,4
2,50	31,29	35	8,31	12,5
2,00	39,12	39	9,21	15,2
1,75	44,71	47	9,79	14,8

TAB. 3.1 – Valeurs de l'écart-type et du rayon des speckles pour différentes valeurs de diamètre de la source mesurées à 85 %

On constate que l'écart-type est relativement important et c'est une information tout à fait nouvelle. Nous avons comparé les valeurs de l'écart-type que nous avons mesurées à celles que donne la théorie pour différents diamètres de source. On rappelle que l'écart-type peut être défini pour une grandeur  $R$  comme l'intégrale [42] :

$$\sigma(R) = \sqrt{\int (R - \langle R \rangle)^2 p(R) dR} \quad (3.10)$$

Nous traçons l'ensemble de ces valeurs sur le graphique 3.11.

Nous constatons que l'écart-type expérimental est systématiquement supérieur à celui donné par la FDP totale, et n'est pas contenu dans les barres d'erreurs associées aux mesures. On remarque aussi que dans, les deux cas, l'écart-type diminue en fonction du diamètre de la source (fig. 3.11.a)). Nous avons alors tracé également non plus l'évolution en fonction du diamètre mais en fonction de la taille des speckles, puisque nous savons que  $\rho_c \propto \frac{1}{D}$  (fig. 3.11.b)).

On retrouve donc la tendance attendue. Comme la taille des speckles est inversement pro-



portionnelle au diamètre de la source, l'écart-type augmente avec la taille des speckles.

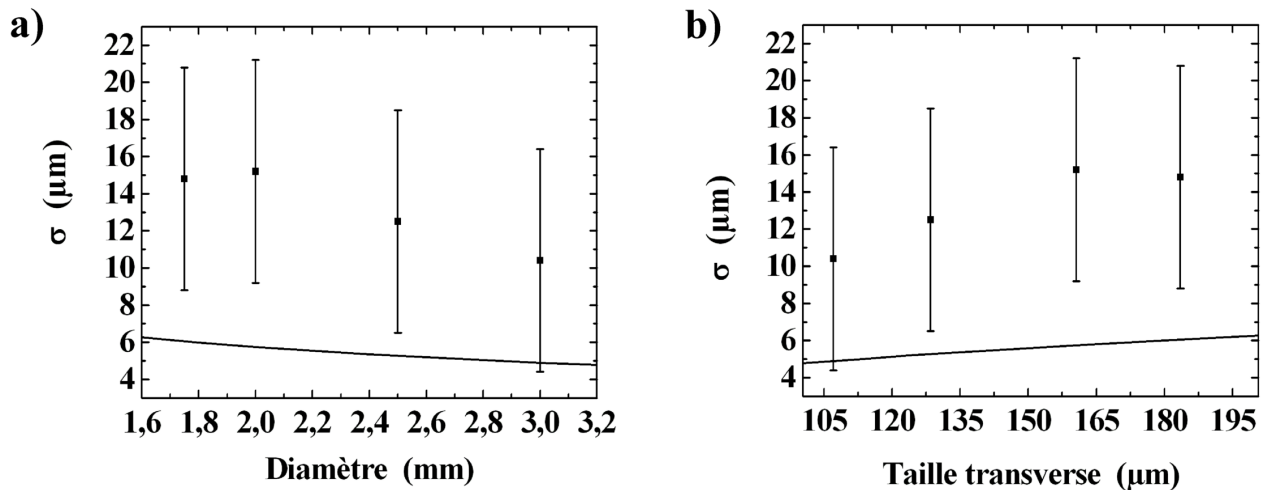


FIG. 3.11 – Valeurs de l'écart-type de la taille des speckles, données par l'histogramme (points), et par la FDP (trait continu) en fonction du diamètre de la source (a)), et de la taille des speckles (b)).

Grâce à cette étude, nous pouvons voir qu'il y a une répartition importante autour de la valeur moyenne mesurée par l'histogramme. On peut ainsi conclure que la méthode expérimentale présentée dans ce chapitre apporte une information supplémentaire sur la mesure de la taille moyenne des speckles par rapport à la mesure faite par auto-corrélation spatiale présentée dans le chapitre 2. C'est l'avantage principal de cette méthode de mesure statistique. En effet, maintenant, nous savons que les speckles générés par une source lissée ne sont pas tous exactement de la même dimension. De plus nous savons, grâce à cette mesure, comment sont réparties les tailles autour de la valeur moyenne que nous avons déjà mesurée. On constate aussi que plus les speckles sont de grande dimension, plus la répartition autour de la valeur moyenne est importante. Nous continuerons l'étude en présentant les résultats généraux pour un seul diamètre de source.

Cependant, et c'est le point problématique de cette mesure, il semble que l'écart-type théorique ne corresponde pas aux valeurs mesurées. On constate que la valeur théorique n'augmente que très peu avec le rayon des speckles, puisqu'elle reste comprise entre 5 et 7  $\mu\text{m}$  à peu près. Et surtout, les valeurs théoriques données par la FDP sont en dessous des valeurs expérimentales et ne rentrent pas dans les barres d'erreur. C'est grâce à cela que l'on comprend que la théorie et la mesure ne coïncident pas rigoureusement. L'allure des histogrammes semble être la bonne (figure 3.9) ainsi que les valeurs moyennes données par ces fonctions de répartition (figure 3.10), mais les valeurs d'écart-types sont assez éloignées. C'est un point qui

reste à éclaircir par la suite, car nous ne voyons pas de raison tangible à la justification de cet écart entre la mesure et la théorie.

Après avoir détaillé les caractéristiques des histogrammes expérimentaux, et après les avoir comparés aux FDP théoriques, nous consacrons les deux paragraphes qui viennent aux valeurs moyennes de la taille transverse des speckles et leur évolution en fonction des différents paramètres de la mesure.

### *c) Evolution de la taille transverse en fonction de l'intensité crête*

Comme nous venons de le voir, cette mesure statistique de la valeur moyenne de la taille des speckles est réalisée dans le cas où l'on considère tous les points chauds de toutes les figures mesurées, quelle que soit l'intensité crête. Voyons donc comment évolue cette valeur moyenne donnée par l'histogramme expérimental si on considère seulement les points chauds d'intensité crête  $I_0$  fixée.

$D(mm)$	$r_{AF}$	$\langle r_{Histo} \rangle$	$\langle r_{Histo} \rangle$ à $2 I_{moy}$	$\langle r_{Histo} \rangle$ à $4 I_{moy}$	$\langle r_{Histo} \rangle$ à $5 I_{moy}$
3,0	24,3	26	24	23	24
2,50	28,1	35	33	31	31
2,00	35,2	39	38	36	33
1,75	40,2	47	48	45	47

TAB. 3.2 – Rayon des speckles à 85 % donné par la FA et l'histogramme pour différentes intensités crêtes considérées, et pour différents diamètres de source. Les valeurs des rayons sont données en microns.

Dans le tableau 3.2 nous donnons les résultats pour différentes valeurs d'intensité crête. Nous présentons trois cas. Les résultats sont aussi donnés pour tous les diamètres de source étudiés. Ce tableau récapitulatif permet de comprendre que la valeur moyenne donnée par l'histogramme évolue en fonction de la valeur de l'intensité crête étudiée. L'intensité d'observation est toujours  $0,85 I_0$ .

Dans ce tableau, nous donnons le rayon moyen attendu pour chaque diamètre de source, obtenu par la fonction d'auto-corrélation ; nous donnons aussi le rayon moyen donné par l'histogramme expérimental quand nous considérons toutes les valeurs d'intensité crête possibles que peuvent prendre les points chauds ; et nous donnons trois exemples de rayons moyens expérimentaux pour trois intensités crêtes, respectivement 2, 4 et 5 fois supérieures à la valeur

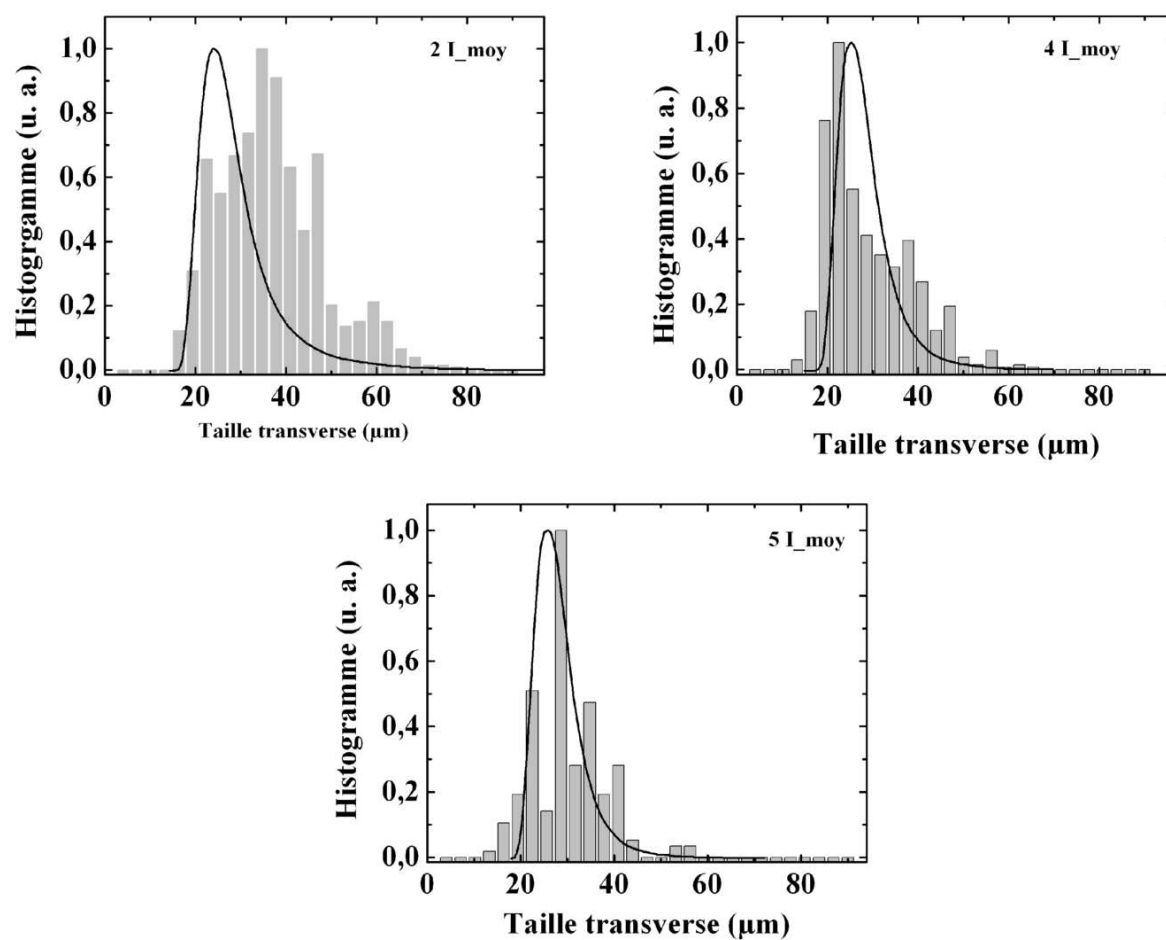


FIG. 3.12 – Evolution de l’histogramme expérimental du rayon de corrélation en fonction de l’intensité crête considérée

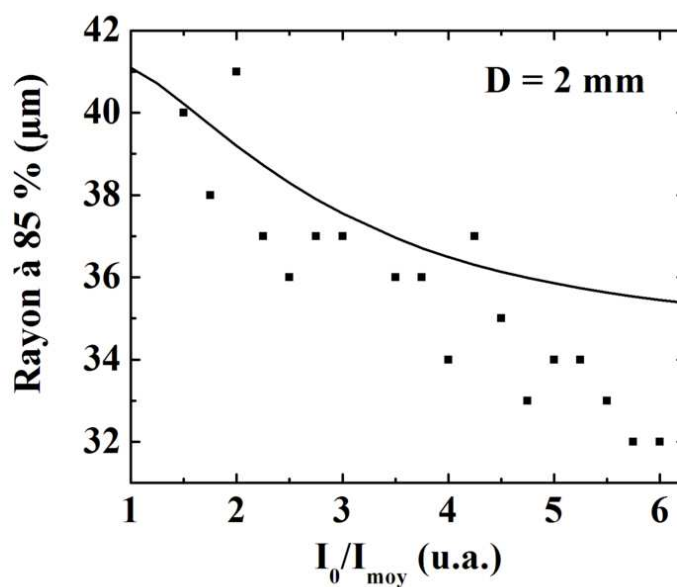


FIG. 3.13 – Evolution de la valeur du rayon moyen donné par l’histogramme pour différentes valeurs d’intensité crête

moyenne de l'intensité. Sur la figure 3.12, nous avons tracé l'ensemble des histogrammes obtenus pour ces trois intensités crêtes. On observe alors un décalage de la courbe théorique et des histogrammes expérimentaux au fur et à mesure que l'intensité crête augmente. Il semble alors que la valeur moyenne des speckles ait tendance à évoluer avec l'intensité crête considérée.

La figure 3.13 illustre alors cette évolution de la valeur moyenne, pour un diamètre de source  $D = 2,5$  mm.

On remarque que plus l'intensité crête des speckles que l'on considère augmente, plus la valeur moyenne de la taille des speckles diminue. De plus, il semble que la valeur moyenne du rayon à 85% se rapproche de la valeur donnée par la FA. C'est un résultat qui semble concorder avec celui présenté dans l'approche théorique de l'annexe B (figure B.6). On constate cependant une forte dispersion de la mesure.

Malgré tout, il semble difficile de donner une explication à cette évolution. En effet, si l'on résume, cela signifie que plus l'intensité crête du point chaud considéré augmente, plus il a tendance à devenir petit. Ce n'est pas un phénomène auquel on aurait pu s'attendre a priori, même s'il est pris en compte par la théorie.

#### ***d) Evolution de la taille transverse des speckles en fonction de l'intensité d'observation***

La dernière étape de l'étude expérimentale de la taille des speckles consiste à étudier comment évolue la dimension transverse en fonction de l'intensité d'observation, puisque nous avons vu que c'est un paramètre important dans l'analyse par FDP. Pour cela, nous avons fait fonctionner le programme de traitement d'images pour différentes valeurs de  $h$ , où  $h$  est le niveau d'intensité d'observation  $(I_0 - I_1)/I_0$ . Cependant, nous n'avons pas pu réaliser de mesures au-delà de 95% car l'erreur de mesures étant d'environ 2 pixels, le résultat ne signifiait plus rien. L'exemple est donné pour un diamètre de source de 2 mm ( $\rho_c = 185 \mu\text{m}$ ).

Nous obtenons alors l'évolution de la valeur moyenne de la taille des speckles donnée par l'histogramme expérimental pour des valeurs d'intensité d'observation allant de  $0,75 I_0$  à  $0,925 I_0$ . Nous faisons ensuite la comparaison des résultats obtenus expérimentalement avec ceux donnés par la fonction d'auto-corrélation théorique et expérimentale, par les différentes FDP et par l'approximation du champ autour des points chauds, toutes présentée en annexe

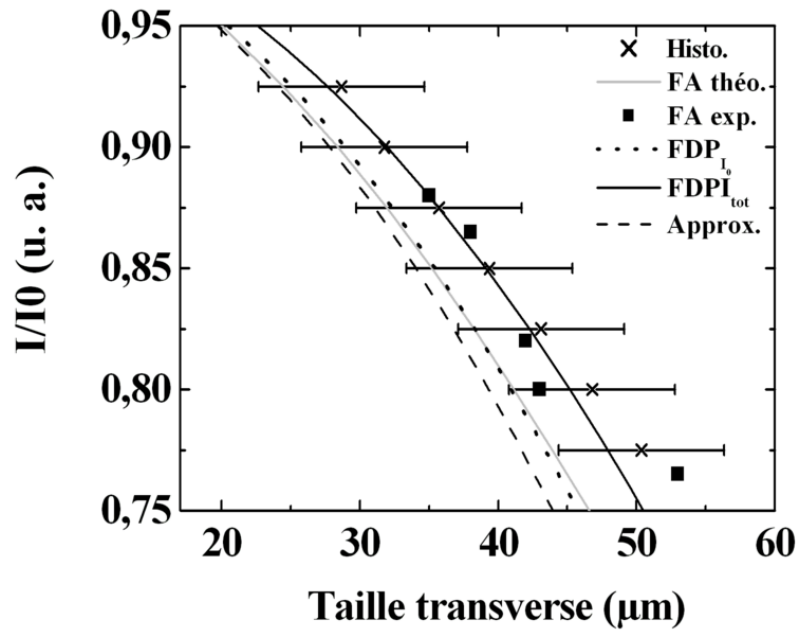


FIG. 3.14 – Evolution de la valeur du rayon moyen donné par l’histogramme pour différentes valeurs d’intensité d’observation et comparaison aux différentes approches théoriques. Les croix représentent les valeurs données par la mesure, les courbes de couleur sont données par les FA (théorique et expérimentale), les FDP et l’approximation.  $D=2\text{ mm}$ ;  $\rho_c = 185\ \mu\text{m}$ .

**B.** On remarque alors que le résultat est très probant.

En effet, comme le montre la figure 3.14, les valeurs données par la FA théorique (courbe verte), la FDP calculée pour une intensité  $I_0$  (courbe pointillés rouge) et la courbe donnée par l’approximation du champ (courbe tirets bleue) sont légèrement inférieures aux points expérimentaux (croix), et sortent même des barres d’erreur en dessous de  $0,80I_0$ .

Les valeurs données par la FA mesurée au chapitre 2 sont également reportées (points). Pour les obtenir, on mesure la largeur de la frange centrale observée aux différents niveaux d’intensité disponibles par la mesure, et non plus au premier zéro. On se rend compte alors que les valeurs expérimentales obtenues correspondent relativement bien, dans ce cas, avec celles données par la FDP théorique générale (courbe noire).

De plus, les valeurs données par cette FDP générale semblent correspondre tout à fait aux mesures obtenues par expérience pompe-sonde, quelle que soit la valeur d’intensité d’observation. Nous pouvons donc conclure que dans le cadre des mesures réalisées, la théorie de la FDP qui prend en compte l’intensité crête de tous les points chauds est celle qui décrit le mieux le phénomène.

C’est un résultat important car cela signifie que la théorie développée tient vraiment compte

de toutes les caractéristiques d'une figure de tavelures, que ce soit l'intensité crête, le niveau d'intensité auquel on réalise la mesure, et l'aspect aléatoire du phénomène de lissage. Il est donc rassurant de pouvoir confirmer cette théorie par des résultats expérimentaux probants. Nous avons donc atteint les objectifs que nous nous étions fixés. : mettre en place une expérience pompe-sonde de caractérisation des speckles d'une source lissée et confirmer l'approche théorique développée pour décrire le mécanisme de lissage optique du point de vue spatial.

### 3.2.3 Conclusion

Dans cette première partie, nous avons souhaité approfondir l'étude d'une source lissée du point de vue spatial. Pour connaître autre chose que la valeur moyenne de l'intensité ou de la taille des speckles, il nous a fallu développer une méthode de mesure résolue dans le temps. Ainsi, il nous a été possible de "figer" dans le temps une figure de speckles générée par notre source. Une fois cette figure unique obtenue, nous avons pu procéder à l'étude fine de l'intensité de la figure speckles, et des points chauds mesurés. Nous avons également pu évaluer la taille de chaque speckle, à différents niveaux d'observation, et pour différentes intensités crêtes. Nous obtenons ainsi la répartition statistique de l'intensité ou de la dimension transverse des speckles présents sur toute la figure de tavelures. Ceci nous a donc permis de faire une comparaison immédiate avec la valeur moyenne donnée par la fonction d'auto-corrélation théorique et expérimentale (mesurée en chapitre 2). Nous obtenons ainsi l'écart-type de la mesure autour de cette valeur moyenne. C'est une information nouvelle et importante que nous permet d'obtenir cette technique. Malgré l'incertitude de mesure dont il faut tenir compte, liée au traitement de l'image expérimentale obtenue par caméra vidéo, on constate que les mesures réalisées sont relativement proches de ce que nous donnent les fonctions d'auto-corrélation théorique et expérimentale. On a pu remarquer que les résultats donnés par la FA mesurée au chapitre 2 correspondait aux mesures de l'histogramme des points chauds. Mais surtout, grâce à cette technique, nous avons pu valider la théorie qui a été développée pour traiter les fonctions de densité de probabilité des speckles d'une figure de tavelures unique. On a pu noter un très bon accord notamment entre les valeurs moyennes expérimentales des histogrammes et les valeurs moyennes données par les FDP, malgré l'approximation que nécessite l'approche

théorique.

L'étude expérimentale des propriétés statistiques spatiales transverses des speckles générés par notre source lissée est donc complète. Nous possédons maintenant deux moyens de mesure complets pour la caractérisation d'une source lissée du point de vue spatial. Nous pouvons donc procéder à l'étude des propriétés temporelles et spatio-temporelles des speckles, pour tenir compte maintenant de l'aspect dynamique du lissage optique.

Comme nous l'avons vu dans la présentation générale du lissage optique en chapitre 1, les techniques de lissage engendrent la création de figures de speckles tout au long de l'impulsion et permettent également d'assurer un mouvement des speckles. De plus, on a vu que la durée des speckles peut être liée au spectre en fréquence de la source et est en général bien plus courte que la durée de l'impulsion. On comprend donc que pour saisir le mécanisme de lissage de la façon la plus précise, il ne suffit pas de connaître les propriétés spatiales intégrées ou résolues en temps. Il faut aussi en évaluer les propriétés temporelles telles que le temps de cohérence et le temps de vie des speckles, ou leurs propriétés spatiales au cours du temps pour en déduire leur déplacement.

Accéder à ces informations temporelles nécessite d'étudier l'évolution au cours du temps du champ généré par notre source lissée. A ces fins, nous avons dû développer une expérience mettant en œuvre un couplage entre le temps et une autre variable, que ce soit l'espace, les vecteurs d'onde ou la fréquence, pour qu'il y ait un codage en temps permettant de résoudre temporellement la mesure. En effet, si nous voulons résoudre temporellement le phénomène observé, on ne peut plus se contenter d'une impulsion sonde ultra-courte.

Nous allons donc aborder avant toute chose, dans la partie qui vient, la méthode envisagée d'un point de vue général. C'est une technique qui permet de connaître l'évolution temporelle d'un phénomène quel qu'il soit, d'une certaine durée, à l'aide d'une impulsion sonde qui possède le couplage temporel nécessaire. Une fois cette méthode présentée, nous en montrerons les différents régimes de fonctionnement ainsi que leurs limites. Dans la partie qui suivra, nous en présenterons la réalisation expérimentale et les résultats obtenus. Nous pourrons ainsi voir dans quel régime nous l'avons faite fonctionner, lorsqu'elle a été mise en œuvre pour la mesure des propriétés temporelles des speckles.





### 3.3 Mesures d'impulsions par codage temps/fréquence

#### 3.3.1 Principe général

Comme nous venons de l'évoquer, pour explorer temporellement un phénomène, nous avons besoin d'utiliser une impulsion sonde, comme dans le cas de la mesure "figée" en temps. Cependant, dans le cas qui nous intéresse maintenant, l'impulsion sonde seule ne suffit pas, car elle ne permet pas de discrétiser temporellement la mesure. Il faut, comme on l'a vu, assurer un codage de la variable temporelle avec une autre variable pour que la mesure de l'évolution du phénomène passe par la mesure de cette variable codée en temps.

La méthode se ramène donc à une expérience pompe-sonde, mais où il doit y avoir un codage en temps qui intervient. Ce codage peut intervenir avant que l'interaction de la sonde avec le signal à observer se fasse, ou peut se réaliser pendant le mélange même des deux impulsions. Suite à l'interaction des 2 impulsions, il en résulte la génération d'un signal qui possède le codage en temps souhaité.

Ainsi, si on parvient à mesurer la variable qui est codée en temps, on pourra en déduire l'évolution temporelle du phénomène à observer, à condition que l'on connaisse exactement la correspondance entre la variable mesurée et le temps. Nous pouvons donc évoquer plusieurs types de codages en temps, impliquant tous une mesure différente.

#### 3.3.2 Les différents codages

Nous pouvons envisager trois types de codage. Le premier fait intervenir la variable spatiale transverse  $x$ , et a lieu pendant le mélange entre la sonde et le phénomène dont on veut connaître l'évolution. C'est un système pompe-sonde basé sur le principe de l'auto-corrélateur mono-coup. Le schéma de principe [9, 44] est présenté sur la figure 3.15.

Cette technique nécessite le mélange dans un cristal doubleur d'une impulsion ultra-courte avec l'impulsion que l'on veut sonder. Si c'est le cas, l'instant où le mélange a lieu dans le cristal se traduit à la sortie par une position sur l'axe  $X$  de la caméra. Par conséquent, le signal de second harmonique mesuré possède dans la direction  $X$  un codage en temps. On peut donc remonter à l'évolution temporelle du signal sondé, à condition que l'on connaisse exactement la relation qui lie la dimension  $X$  et le temps.

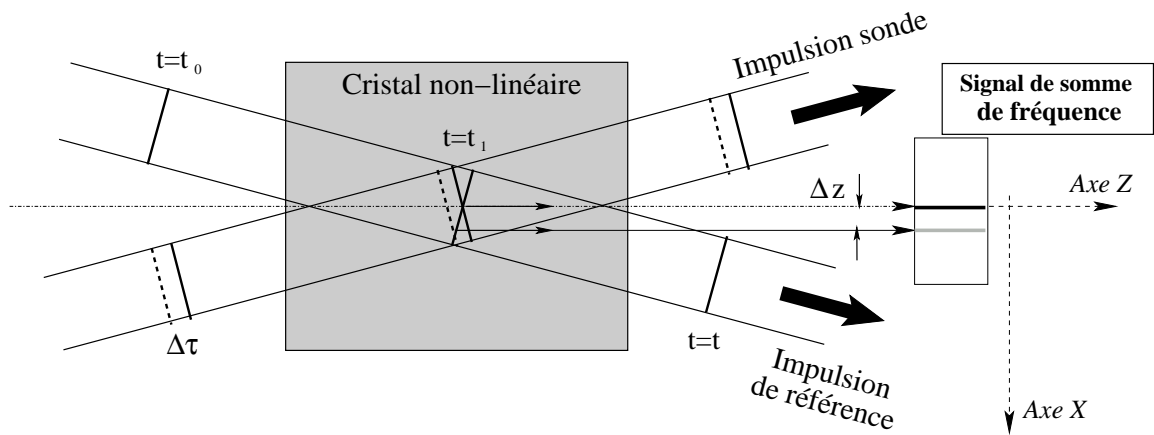


FIG. 3.15 – Couplage temps-espace par corrélation croisée mono-coup.

Le deuxième type de couplage que l'on peut envisager est celui qui lie le vecteur d'onde et le temps. Ceci est obtenu si on arrive à faire dévier, par un moyen optique ou électrique, la direction du faisceau que l'on cherche à mesurer. On pourrait imaginer utiliser un cristal dont on puisse faire varier l'indice de réfraction au cours du temps à l'aide d'une tension ou un signal que l'on appliquerait. Ainsi, à chaque instant correspond une direction donnée.

Enfin, le troisième type de couplage temporel que nous évoquerons est le couplage du temps avec la fréquence. Le but recherché est de faire en sorte qu'à chaque pulsation  $\omega$  corresponde un instant dans l'impulsion que l'on cherche à sonder. Le type d'impulsion sonde que l'on peut alors utiliser est l'impulsion à dérive de fréquence. Ces impulsions possèdent une pulsation instantanée qui évolue linéairement avec le temps en  $\omega_0 + bt$ . Nous présenterons de façon plus détaillée leur fonctionnement dans le paragraphe qui vient.

Envisageons alors une expérience pompe-sonde où l'on mélange le signal à sonder avec une impulsion à dérive de fréquence dans un cristal doubleur, comme le montre la figure 3.16. On s'attend alors à ce que le signal de second harmonique généré possède lui aussi une dérive de fréquence, et donc une pulsation au second harmonique qui change également au cours du temps. Dans ce cas là, la mesure de l'évolution temporelle du signal à sonder passe par la mesure du **spectre du signal de seconde harmonique**.

Le choix que nous avons fait dans le cadre de la mesure du mouvement des speckles porte sur ce type de couplage temporel. En effet, puisque l'impulsion sonde que nous utilisons précédemment est issue d'un amplificateur régénératif utilisant la technique CPA, il nous est facile d'en modifier la dérive de fréquence. Nous allons donc détailler dans la partie qui

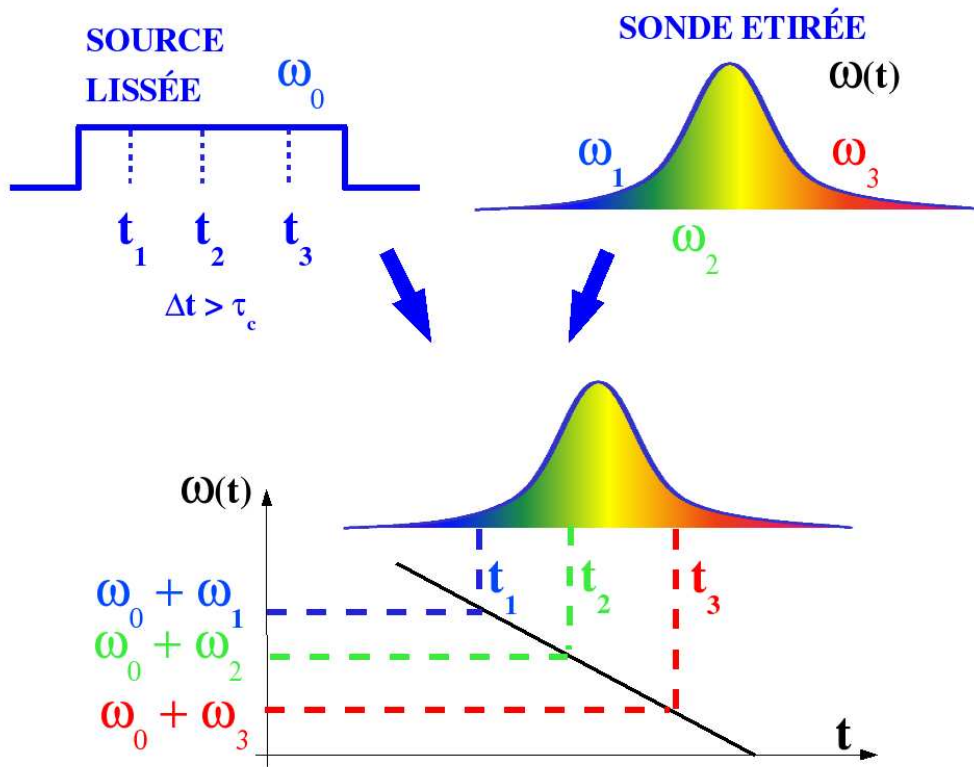


FIG. 3.16 – Schéma de principe de l'expérience. La dérive de fréquence présente dans l'impulsion sonde doit se retrouver dans l'impulsion obtenue après la somme de fréquence.

vient, le fonctionnement et les caractéristiques de notre sonde avant de présenter l'expérience pompe-sonde que l'on peut mettre en place et la mesure de spectre associée.

### 3.3.3 Méthode par codage temps/fréquence

#### 3.3.3.1 Les impulsions à dérive de fréquence

Comme nous l'avons vu, la source que nous utilisons dans le cadre de la thèse pour sonder l'impulsion générée par notre source lissée est une impulsion obtenue par la technique classique appelée "CPA" (Chirped Pulse Amplification [43]). C'est une technique largement utilisée. L'explication qui vient ne s'applique donc pas seulement à notre cas particulier.

Dans cette technique, dont le but est l'amplification d'une impulsion ultra-courte, l'idée est de diminuer l'intensité crête de l'impulsion, pour éviter d'endommager le cristal amplificateur. Ceci est alors obtenu en augmentant la durée de l'impulsion ("étirement" de l'impulsion en temps). Cet allongement temporel de l'impulsion d'origine à amplifier se fait au moyen d'un étireur. La durée de l'impulsion initiale  $\Delta t$  devient alors beaucoup plus importante. Après

amplification de cette impulsion "longue", celle-ci est ramenée à une durée proche de la durée initiale au moyen d'un compresseur. Le principe de fonctionnement de ces deux éléments primordiaux de la technique CPA est présenté dans la figure 3.17.

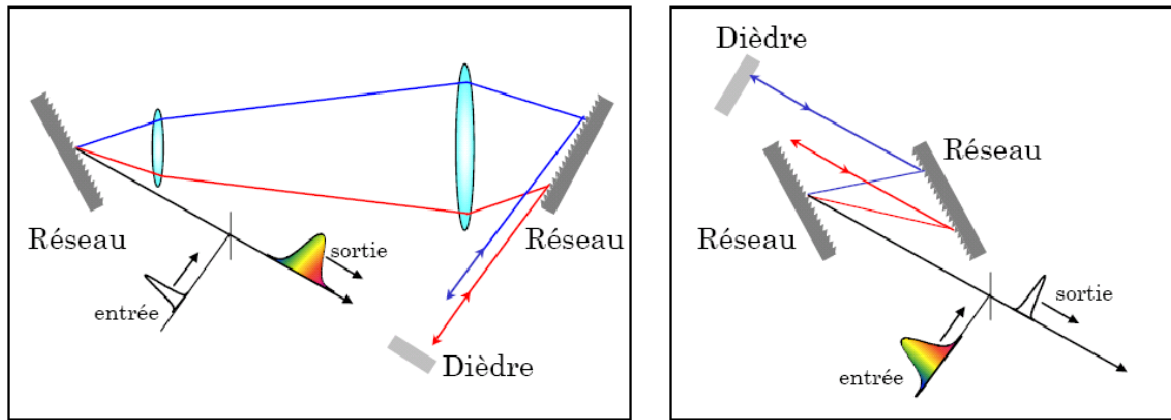


FIG. 3.17 – Principe de l'étirement et de la compression d'une impulsion à dérive de fréquence [45]

Le principe de fonctionnement de l'étireur est de faire suivre aux différentes longueurs d'onde composant le spectre de l'impulsion des chemins optiques différents, afin que les plus grandes longueurs d'onde réalisent un chemin plus important dans l'étireur que les courtes longueurs d'onde. Le déphasage produit par l'étireur entre les différentes longueurs d'onde, induit une dispersion positive importante, et une phase spectrale  $\phi_{2et}$  qui est en première approximation une fonction quadratique de la pulsation [12] :

$$\phi_{2et} = \frac{T_{2et}}{2} \omega^2 \quad (3.11)$$

Le terme  $T_{2et}$  est un terme qui dépend directement des caractéristiques géométriques des réseaux qui constituent l'étireur. Ce terme est évidemment fonction de la longueur d'onde du signal injecté. On a [12] :

$$T_{2et} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left( \frac{N}{\cos \alpha} \right)^2 \times e \quad (3.12)$$

$N$  est la densité de traits par unité de longueur inscrits sur chaque réseau de l'étireur. Les deux réseaux sont identiques.  $\alpha$  est l'angle d'incidence interne au niveau de chaque réseau.  $e$  est l'écart de position du deuxième réseau par rapport à l'image du premier réseau de l'étireur.

Pour compenser ce déphasage quadratique apporté par l'étireur et réduire la durée de l'impulsion allongée à sa durée initiale, on utilise donc un compresseur composé également de deux réseaux mais dans une configuration différente. L'angle  $\alpha$  et la densité de traits  $N$  qui

caractérisent les réseaux du compresseur doivent être rigoureusement identiques à ceux qui caractérisent l'étireur, pour assurer une bonne compensation du terme de phase  $\phi_{2et}$ , ainsi que des défauts de phase apportés par l'amplification. Si  $\alpha$  et  $N$  sont identiques, le seul paramètre crucial permettant d'influer sur la compensation de la phase spectrale est la distance entre  $L_{comp}$  entre les réseaux du compresseur.

Si la distance  $L_{comp}$  est égale à la distance  $e$  présente entre les réseaux de l'étireur, la compensation de phase peut se faire parfaitement. On peut définir alors  $\Delta z$  comme la différence  $L_{comp} - e$ , qu'il faudra multiplier par deux ensuite, pour pouvoir tenir compte de tout le trajet dans le compresseur. Dans la cas de la parfaite compensation, cet écart  $\Delta z$  est nul, et la durée  $\Delta t_{comp}$  de l'impulsion après amplification et compression est ramenée à sa valeur initiale  $\tau_0$  avant étirement. Par contre, si la distance entre les réseaux du compresseur n'est pas la même que celle qui sépare ceux de l'étireur,  $\Delta z$  est non nul et par conséquent, la durée  $\Delta t_{comp}$  de l'impulsion comprimée n'est plus égale à la durée initiale  $\tau_0$ . Elle devient plus grande, on peut dire que l'impulsion n'a pas été parfaitement recomprimée. La durée après compression est alors liée à la durée initiale par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta t_{comp} &= \tau_0 \times \sqrt{1 + \frac{\Delta T_2^2}{\tau_0^2} \times \left(\frac{2\pi c \Delta \lambda}{\lambda^2}\right)^2} \\ \Delta T_2 &= \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{N}{\cos \alpha}\right)^2 2 \times \Delta z \end{cases}$$

où  $\Delta T_2$  est l'écart de phase entre le déphasage apporté par l'étireur et celui apporté par le compresseur. Nous avons tracé sur la figure 3.18 l'évolution de la durée de l'impulsion recomprimée en fonction de la valeur de  $\Delta z$ , dans le cas de notre source ( $\alpha = 62,07^\circ$  et  $N=1740 \text{ mm}^{-1}$ ,  $\lambda = 1053 \text{ nm}$  et  $\Delta \lambda=4,15 \text{ nm}$ ).

A partir du moment où  $\Delta z$  est non-nul, l'impulsion possède un terme de phase quadratique non-nul. On dit alors que l'impulsion possède une dérive de fréquence et est étirée en temps. La dérive de fréquence est plus ou moins importante selon la valeur de  $\Delta z$ , et par conséquent, l'étirement en temps de l'impulsion aussi. La durée de l'impulsion initiale est donc multipliée par un facteur  $F$  plus ou moins important selon le terme de phase induit par le compresseur.

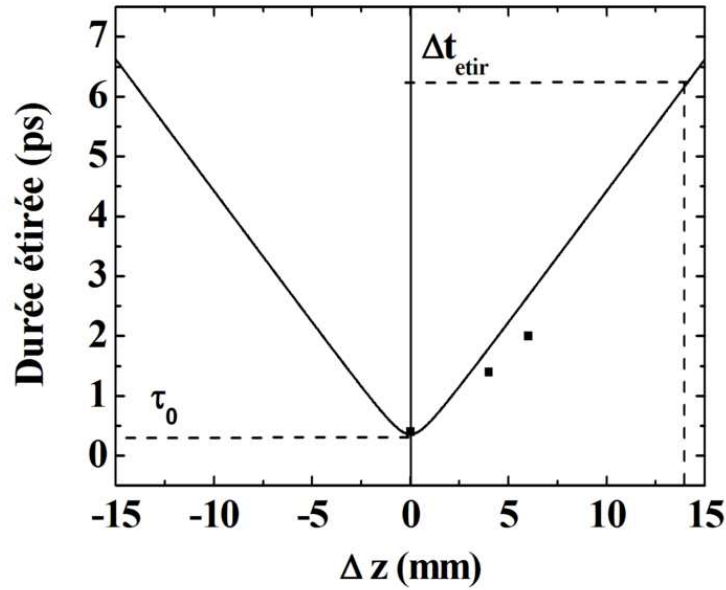


FIG. 3.18 – Evolution de la durée de l'impulsion en fonction de la valeur de  $\Delta z$ . En trait continu, la courbe théorique, et en points, les seules valeurs expérimentales qui ont pu être obtenues.

Nous appellerons  $F$  le facteur d'étirement. D'après la relation précédente, on a :

$$\begin{cases} \Delta t_{et} = F \tau_0 \\ F = \sqrt{1 + \frac{\Delta T_2^2}{\tau_0^2} \Delta \omega_{comp}^2} \end{cases}$$

Sachant que la largeur spectrale à mi-hauteur est reliée à la durée à mi-hauteur par la relation :

$$\Delta \omega_{comp} = \frac{4 \ln 2}{\tau_0} \quad (3.13)$$

le facteur d'étirement s'écrit donc :

$$F = \sqrt{1 + \frac{16 \ln^2 2}{\tau_0^4} \Delta T_2^2} \quad (3.14)$$

En élevant au carré, on trouve ainsi l'expression du terme de phase apportée par l'étirement d'une impulsion de durée  $\tau_0$  d'un facteur  $F$  :

$$\Delta T_2 = \frac{\tau_0^2}{4 \ln 2} \sqrt{F^2 - 1} \quad (3.15)$$

Nous voyons donc que le compresseur peut permettre de ne pas compenser le terme de phase de l'impulsion incidente délivrée par l'amplificateur régénératif. Il lui confère donc une dérive de fréquence résiduelle, qui aurait été compensée en temps normal, dans le fonctionnement habituel de la technique CPA. Cette phase résiduelle évolue en fonction du facteur d'étirement et donc de la distance  $\Delta z$  que l'on ajoute à la distance entre les deux réseaux du compresseur.

### 3.3.3.2 La relation temps-fréquence

Le terme de dérive de fréquence de l'impulsion sonde, qui permet d'assurer le couplage temporel, est donc connu. Or, nous avons vu dans le paragraphe 3.3.2 que la mesure de l'évolution temporelle passe par la mesure du spectre obtenu au second harmonique après le mélange de la sonde avec l'impulsion à sonder. Il faut donc évaluer l'influence de la dérive de fréquence présente dans la sonde sur le spectre du signal doublé.

Nous allons donc dans cette partie, présenter la relation que l'on peut établir entre le temps et la longueur d'onde du signal mesuré à  $2\omega$ . Il s'agit, comme on peut s'y attendre, d'une relation de proportionnalité du type  $\delta\lambda_{2\omega} = \beta_F \Delta T$  qui dépend du facteur d'étirement. Nous analyserons ensuite l'influence de la durée de l'impulsion sonde sur cette relation de proportionnalité. Cette analyse nous permettra de déterminer la résolution temporelle de l'expérience, dans le cas général.

#### a) Facteur de proportionnalité :

D'après les calculs présentés en annexe A.1, on connaît la relation de proportionnalité qui relie le temps et la fréquence du signal de second harmonique. C'est un résultat issu du calcul de la Transformée de Fourier du signal issu du mélange des deux impulsions. Il traduit l'influence de la dérive de fréquence. Ainsi, si  $\tau_c$  est la durée de l'impulsion que l'on cherche à mesurer, et  $\tau_0$  celle de l'impulsion sonde, on a pour un facteur d'étirement  $F$  donné :

$$\Delta T = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2 \ln 2} \frac{F^2 \tau_0^2 + \tau_c^2}{\sqrt{F^2 - 1}} \delta\lambda_{2\omega} \quad (3.16)$$

Si on fait en sorte expérimentalement que la durée de l'impulsion sonde étirée  $F\tau_0$  soit

supérieure à la durée  $\tau_c$  de l'impulsion que l'on cherche à mesurer, on a :

$$F^2 \tau_0^2 \gg \tau_c^2$$

par conséquent, la relation (3.28) peut se simplifier et donner :

$$\Delta T \approx \frac{2\pi c}{\lambda_0^2 \ln 2} \frac{F^2 \tau_0^2}{\sqrt{F^2 - 1}} \delta \lambda_{2\omega} \quad (3.17)$$

Cette relation traduit la dérive de fréquence induite dans le signal de second harmonique.

On définit alors  $\beta_F$  comme le rapport  $\frac{\delta \lambda_{2\omega}}{\Delta T}$ . Il existe donc une relation directe de proportionnalité entre une longueur d'onde  $\lambda_{2\omega}^0$  donnée et un instant  $t_0$  de l'impulsion sondée. Le couplage temps-fréquence est donc assuré.

Malgré tout, l'impulsion sonde possède une durée  $\tau_0$  finie et le signal que l'on veut mesurer est d'une durée  $\tau_c$  inconnue. Il faut donc être sûr que la dérive de fréquence appliquée à l'impulsion sonde permette de réaliser la mesure dans de bonnes conditions. Pour cela, il faut que la durée de l'impulsion sonde étirée soit adaptée à la durée  $\tau_c$  du signal que l'on veut connaître.

En effet, si la sonde une fois étirée est trop longue par rapport à  $\tau_c$ , ou si elle est trop courte, on perd en précision de mesure. On comprend alors que la résolution spectrale et donc temporelle de la mesure sera différente selon les conditions expérimentales.

Nous devons donc évaluer l'influence du rapport de durée des deux impulsions mises en jeu sur la résolution de la mesure. C'est l'objectif du paragraphe qui vient.

### ***b) Relation temps-fréquence donnée par l'expérience :***

L'étude théorique dont les calculs sont détaillés en annexe C, permet d'exprimer la largeur spectrale du signal obtenu à  $2\omega$  lorsque la sonde est étirée, en fonction de  $F$  et des durées d'impulsions. On peut démontrer que la résolution spectrale liée à la mesure temps-fréquence mise en place s'écrit :

$$\Delta \lambda_{2\omega} = \frac{\Delta \lambda_{comp}}{4F} \sqrt{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2 + \frac{F^2 - 1}{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2}} \quad (3.18)$$



où  $\Delta\lambda_{comp}$  est la largeur spectrale de l'impulsion sonde et  $\alpha$  est le rapport des durées de l'impulsion à mesurer et de l'impulsion sonde comprimée initiale. Si on définit la largeur spectrale limite maximale comme :

$$\Delta\lambda_{lim} = \frac{\Delta\lambda_{comp}}{4} \quad (3.19)$$

on obtient alors la relation :

$$\Delta\lambda_{2\omega} = \frac{\Delta\lambda_{lim}}{F} \sqrt{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2 + \frac{F^2 - 1}{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2}} \quad (3.20)$$

Cependant, nous considérons pour l'instant le cas général de deux impulsions de durée  $\tau_c$  et  $\tau_0$ , et quelles que soient la durée de l'impulsion étirée  $F\tau_0$  et la durée  $\tau_c$ . Nous allons donc détailler comment évolue la largeur spectrale donnée par cette relation avec les différents paramètres. Cela nous donnera ainsi les différents régimes de fonctionnement de l'expérience selon les impulsions que l'on utilise.

### 3.3.4 Les différents régimes de fonctionnement

Nous allons distinguer deux cas : si  $F = 1$ , c'est-à-dire dans le cas où il n'y a pas de dérive de fréquence (sonde comprimée), et si l'impulsion sonde est étirée à une durée  $F\tau_0$  de telle sorte que  $F\tau_0/\tau_c = N$ , où  $N$  est un nombre supérieur à 1. Dans ce cas où la sonde est étirée, nous distinguerons trois régimes de fonctionnement.

#### 1) Sans étirement : sonde comprimée

Lorsqu'il n'y a pas d'étirement, la sonde est comprimée à sa durée minimale, ce qui signifie que  $F=1$ . On fait donc le calcul de la relation précédente avec cette valeur de  $F$ . On obtient alors la valeur limite maximale :

$$\Delta\lambda_{2\omega} \Big|_{F=1} = \Delta\lambda_{lim} \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\alpha}\right)^2} \approx \Delta\lambda_{lim} \quad (3.21)$$

La relation est directe et ne dépend que du rapport  $\alpha$ . Ainsi, on remarque que quelque soit  $\alpha$ , on trouve une valeur de  $\Delta\lambda_{2\omega}$  quasiment constante, proche de  $\Delta\lambda_{lim}$  (cf. annexe C.).

## 2) Avec étirement : sonde étirée dans différents cas de figure

Par contre pour le cas d'une sonde étirée, nous allons reprendre la relation principale (3.20) pour mieux comprendre et interpréter les différents cas de figure possibles. Nous allons faire l'hypothèse importante mais réaliste que le facteur d'étirement  $F$  est suffisamment grand pour que  $F^2$  soit très supérieur à 1.

En rappelant qu'on définit le rapport  $N$  comme :

$$N = \frac{F\tau_0}{\tau_c} = \frac{F}{\alpha} \quad (3.22)$$

on peut montrer après calcul que la relation générale donnée par l'équation (3.20) devient :

$$\Delta\lambda_{2\omega} \approx \Delta\lambda_{lim} \sqrt{\frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{N^2}} \quad (3.23)$$

On constate grâce à cette expression approchée, que l'expérience que l'on souhaite mettre en place permet de traiter trois cas de figures opposés :

- quand  $\alpha$  est inférieur à  $N$ ,
- quand  $\alpha$  est beaucoup plus grand que  $N$ ,
- et quand  $\alpha$  vaut à peu près  $N$ .

Nous allons détailler chacun de ces trois cas, expliquer à quoi ils correspondent physiquement et quelles interprétations on peut en faire.

### a) Cas no. 1 : Si $\alpha < N$

On reprend alors l'expression (3.23) et on trouve que dans ce cas-là,

$$\Delta\lambda \Big|_{\alpha < N} \approx \frac{\Delta\lambda_{lim}}{\alpha} \quad (3.24)$$

a) Cas no. 2 : Si  $\alpha > N$ 

On trouve dans ce régime de fonctionnement que :

$$\Delta\lambda \Big|_{\alpha < N} \approx \frac{\Delta\lambda_{lim}}{N} \quad (3.25)$$

a) Cas no. 3 : Si  $\alpha \approx N$ 

Et enfin, pour ce troisième régime de fonctionnement, la largeur spectrale du signal de second harmonique est donnée par l'équation (3.23) elle-même, c'est à dire :

$$\Delta\lambda_{2\omega} \approx \Delta\lambda_{lim} \sqrt{\frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{N^2}} \quad (3.26)$$

Il reste alors à savoir à quoi correspondent physiquement ces trois cas donnés par l'étude de la relation (3.23).

**3) Interprétations**

Pour illustrer chaque cas, on considère une même impulsion sonde initiale de durée  $\tau_0$  donnée, que l'on étire d'un facteur  $F$  donné pour pouvoir observer un phénomène de durée  $\tau_c$  inconnue. La question est : avec la sonde utilisée, peut-on mesurer n'importe quelle durée et quelles sont les limites ?

a) Largeur spectrale et durée limites :

- On voit que dans chacun des trois cas, on utilise le terme  $\Delta\lambda_{lim}$ . C'est une valeur donnée par la largeur spectrale de la sonde utilisée. Elle est donc fixe et valable pour tous les cas. Elle définit une largeur spectrale limite supérieure. La largeur spectrale  $\Delta\lambda_{2\omega}$  du signal de second harmonique que l'on mesure ne peut pas dépasser cette valeur. Ainsi, si on trace  $\Delta\lambda_{2\omega}$  en fonction de  $\tau_c$ , on sait qu'on ne pourra obtenir de mesure au-delà de la valeur  $\Delta\lambda_{lim}$ . Ceci est illustré sur la figure 3.19.

- De plus, on sait que la durée de l'impulsion sonde étirée est  $F\tau_0$ . On ne pourra pas mesurer d'impulsion de durée  $\tau_c$  supérieure à  $F\tau_0$ . Cela fixe la limite droite du graphique représenté sur la figure 3.19.

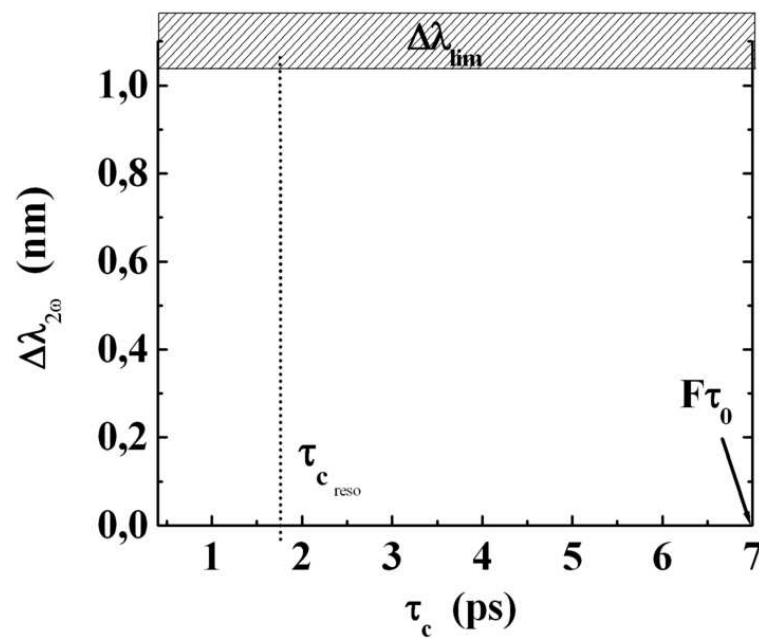


FIG. 3.19 – La largeur spectrale maximale mesurable est donnée par  $\Delta\lambda_{lim}$ , fixée par la largeur spectrale de la sonde. La durée maximale mesurable est donnée par les paramètres  $F$  et  $\tau_0$  qui décrivent la sonde.

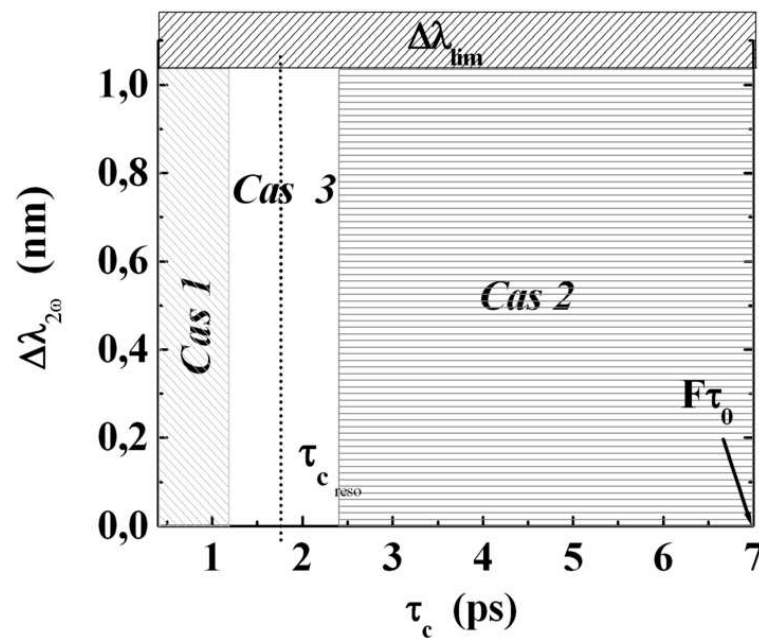


FIG. 3.20 – Les différents régimes de fonctionnement de la mesure, en fonction de la durée de l'impulsion que l'on cherche à mesurer. Les valeurs limites sont fixées par les paramètres  $\tau_0$  et  $F$  de l'impulsion sonde.

• Enfin, on a vu que dans chacun des trois cas, on comparait  $\alpha$  à  $N$ . On se rend compte qu'en utilisant la définition de  $N$  donnée par la relation (3.22), et sachant que  $\alpha = \tau_c/\tau_0$ , les trois cas considérés se ramènent en fait aux trois cas suivants :

- **Cas no. 1** : quand  $\alpha < N$ , on trouve que la durée  $\tau_c$  que l'on cherche à mesurer est inférieure à  $\sqrt{F}\tau_0$
- **Cas no. 2** : quand  $\alpha > N$ , on trouve que la durée  $\tau_c$  est supérieure à  $\sqrt{F}\tau_0$
- **Cas no. 3** : quand  $\alpha \approx N$ , on trouve que la durée  $\tau_c$  est sensiblement égale à  $\sqrt{F}\tau_0$

On introduit donc une valeur de  $\tau_c$  que l'on nommera  $\tau_{c_{reso}}$  et qui vaut  $\sqrt{F}\tau_0$ . Cette valeur apparaît sur le graphique 3.19. C'est autour de cette valeur que l'on pourra distinguer les trois cas. Nous avons donc représenté sur la figure 3.20 la position des différents régimes de fonctionnement et les différentes limites fixées par l'impulsion sonde utilisée.

Voyons alors quelles interprétations peut-on faire de l'analyse de ces différents régimes de fonctionnement.

**b) Cas no. 1 : Durée  $\tau_c$  inférieure à  $\tau_{c_{reso}}$**

Dans ce régime de fonctionnement où  $\tau_c$  est inférieur à la valeur  $\tau_{c_{reso}}$  fixée par la sonde utilisée, la largeur spectrale  $\Delta\lambda_{2\omega}$  vaut, d'après la relation (3.25) :

$$\Delta\lambda \Big|_{\tau_c < \tau_{c_{reso}}} \approx \frac{\Delta\lambda_{lim}}{\alpha} \quad (3.27)$$

Sachant que  $\alpha = \tau_c/\tau_0$ , on obtient un résultat important dans ce premier cas de figure : la largeur spectrale du signal au second harmonique mesuré est inversement proportionnelle à la durée  $\tau_c$  du phénomène qu'on l'on cherche à mesurer :

$$\boxed{\Delta\lambda_{2\omega} \Big|_{\tau_c < \tau_{c_{reso}}} \approx \Delta\lambda_{lim} \frac{\tau_0}{\tau_c}} \quad (3.28)$$

On rappelle que ceci n'est valable que tant que  $\tau_c < \tau_{c_{reso}}$ .

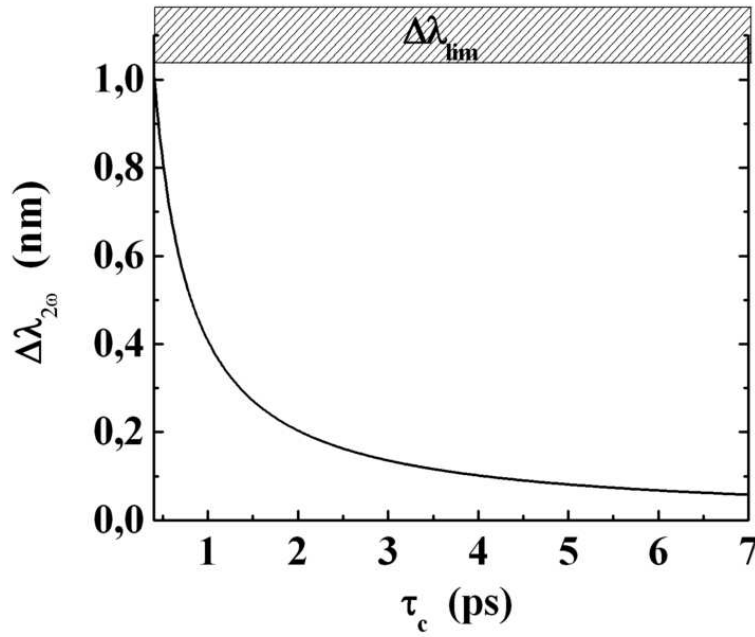


FIG. 3.21 – Dans le cas où  $\tau_c < \tau_{creso}$  (cas no. 1), la largeur spectrale du signal obtenu au second harmonique est inversement proportionnelle à  $\tau_c$ .

Pour illustrer ce premier cas, nous avons tracé le graphique 3.21. C'est un régime de fonctionnement qui n'est pas idéal dans notre cas. En effet, si l'on veut mesurer la durée  $\tau_c$  de plusieurs speckles différents, il serait plus souhaitable d'avoir une relation directe entre le spectre et le temps, et non pas une relation inversement proportionnelle.

c) Cas no. 2 : Durée  $\tau_c$  supérieure à  $\tau_{creso}$

Dans ce deuxième cas, on sait, d'après la relation (3.23), que :

$$\Delta\lambda \Big|_{\tau_c > \tau_{creso}} \approx \frac{\Delta\lambda_{lim}}{N} \quad (3.29)$$

Autrement dit, d'après la définition de  $N$  :

$$\Delta\lambda \Big|_{\tau_c > \tau_{creso}} \approx \Delta\lambda_{lim} \frac{\alpha}{F} \quad (3.30)$$

On peut donc exprimer la largeur spectrale du signal de second harmonique en fonction de la durée  $\tau_c$  que l'on cherche à caractériser. On obtient alors :

$$\boxed{\Delta\lambda \Big|_{\tau_c > \tau_{creso}} \approx \Delta\lambda_{lim} \frac{\tau_c}{F\tau_0}} \quad (3.31)$$

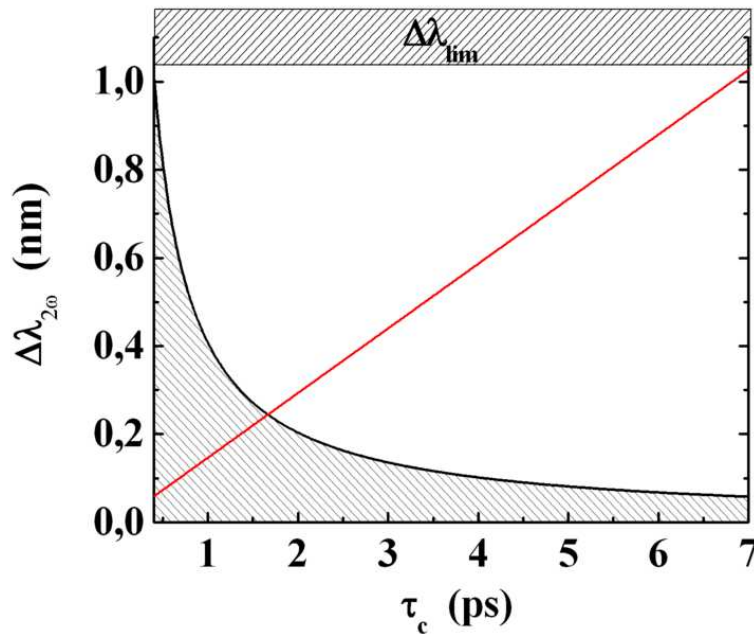


FIG. 3.22 – Quand  $\tau_c > \tau_{creso}$ , il y a une relation directe de proportionnalité entre la largeur spectrale du signal obtenu au second harmonique et la durée  $\tau_c$  du signal à caractériser.

Cette fois-ci, la largeur spectrale  $\Delta\lambda_{2\omega}$  est directement proportionnelle à la durée  $\tau_c$  du signal à mesurer. On trouve alors un fonctionnement simple où le temps est proportionnel à la fréquence. Ce cas est illustré sur le graphique 3.22, toujours pour  $\tau_0$  et  $F$  donnés.

Dans ce mode de fonctionnement, la durée  $\tau_c$  à mesurer est d'une valeur adaptée à la sonde utilisée. C'est la configuration qui devrait être choisie dans l'idéal, pour être dans de bonnes conditions d'expérience et pour pouvoir faciliter l'interprétation des résultats, si l'on veut mesurer la durée de plusieurs speckles.

***d) Cas no. 3 : Durée  $\tau_c$  proche de  $\tau_{creso}$***

Dans ce dernier cas de figure, la largeur spectrale du signal au second harmonique n'est plus linéaire avec le temps, mais est directement donnée par la relation (3.23), que nous rappelons ici :

$$\Delta\lambda_{2\omega} \approx \Delta\lambda_{lim} \sqrt{\frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{N^2}} \quad (3.32)$$

Ce qui signifie que pour  $\alpha \approx N$  :

$$\Delta\lambda_{2\omega} \Big|_{\tau_c \approx \tau_{creso}} = \Delta\lambda_{lim} \sqrt{\frac{\tau_c^2}{F^2 \tau_0^2} + \frac{\tau_0^2}{\tau_c^2}} \quad (3.33)$$

Il est donc impossible de dégager un comportement quelconque de proportionnalité entre la durée du phénomène à observer et la largeur spectrale du signal à  $2\omega$ . Le fonctionnement de l'expérience n'est alors pas celui espéré.

Nous avons alors tracé sur le graphique 3.23 les deux cas précédents où  $\Delta\lambda_{2\omega} \propto \tau_c$  et  $\Delta\lambda_{2\omega} \propto 1/\tau_c$  et nous nous sommes donc placés pour ce cas à la limite entre ces deux régimes distincts (zone délimitée par les pointillés).

On voit malheureusement que la durée de l'impulsion sonde et le facteur d'étirement qui ont été fixés délimitent une plage de mesure de la durée  $\tau_c$ . Avec la source lissée dont nous disposons, nous ne pouvons nous attendre qu'à observer des speckles d'une certaine durée, que nous noterons  $\tau_{C_{spectre}}$ , et que nous avons reportée sur le graphique 3.23. On a constaté alors que cette valeur que nous souhaitons mesurer avec notre sonde se situait exactement dans la zone définie pour ce régime de fonctionnement intermédiaire. On devrait donc s'attendre à avoir des difficultés d'interprétation de résultats, étant donné que dans cette zone, il n'y a pas de relation directe simple entre la largeur spectrale mesurée et la durée des speckles.

Nous allons voir par la suite ce qu'il en est réellement, du point de vue expérimental.

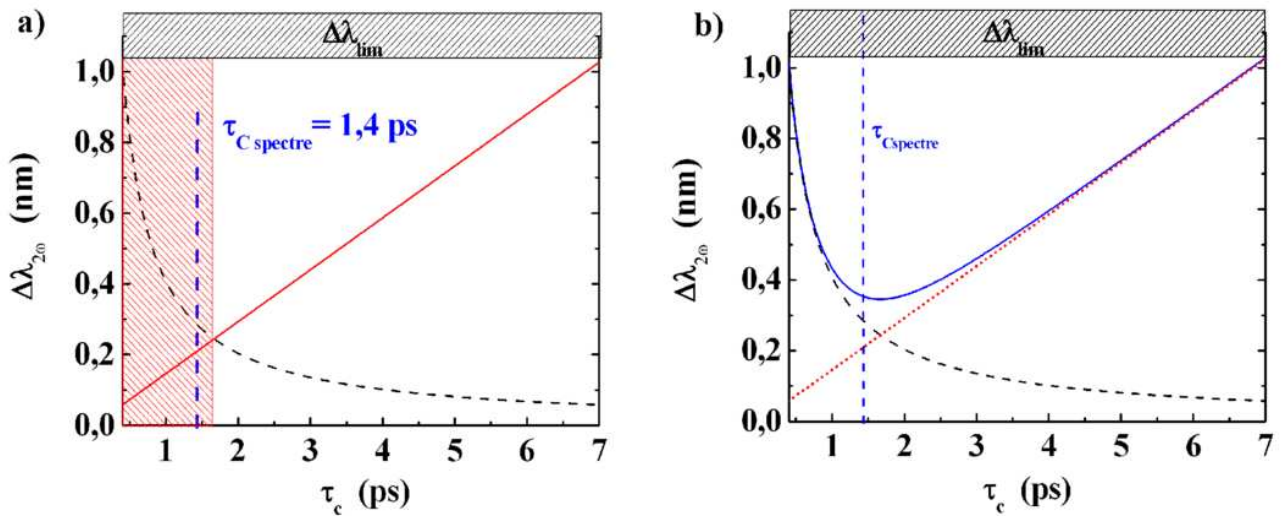


FIG. 3.23 – La limite entre les deux régimes de fonctionnement (en rouge pointillés) fixe un temps intermédiaire  $\tau_{C_{reso}}$ . Dans le cas qui nous concerne, la durée  $\tau_c$  que l'on s'attend à mesurer est légèrement inférieure à  $\tau_{C_{reso}}$ .

### 3.3.5 Conclusion

Nous avons donc détaillé dans cette troisième partie, le fonctionnement de la technique pompe-sonde à couplage de fréquence que nous avons mise en place pour la mesure de la



durée d'un phénomène inconnu. C'est une méthode qui utilise une impulsion sonde à dérive de fréquence nécessaire pour obtenir un codage entre la longueur d'onde et le temps. Après le mélange de cette impulsion sonde avec le phénomène à observer, dans un cristal doubleur, le codage temps-fréquence présent dans le signal sonde se retrouve dans le signal de sommation de fréquence. La mesure temporelle du phénomène passe donc par la mesure du spectre du signal obtenu au second harmonique.

Nous avons alors pu constater que lorsque l'on souhaite mesurer l'évolution temporelle d'un phénomène avec ce type d'expérience pompe-sonde, il faut choisir avec précaution les paramètres de l'impulsion sonde. En effet, pour une impulsion sonde donnée, on voit qu'il y a trois types de résultats possibles :

- le premier est celui auquel on s'attend en utilisant le couplage temps-fréquence, pour lequel le spectre du signal de second harmonique est directement proportionnel au temps. La mesure du spectre du signal donne alors directement l'évolution temporelle et la durée du phénomène. La sonde est adaptée au phénomène à observer.
- le deuxième est l'opposé du cas précédent. La mesure de spectre est limitée par la durée de l'impulsion à mesurer. La largeur spectrale mesurée est alors inversement proportionnelle au temps.
- et pour le troisième, la mesure de spectre n'est pas directement reliée au temps par une relation simple. On est limité par le rapport de durée des impulsions mises en jeu. Ce régime de fonctionnement définit une durée  $\tau_{reso}$  limite qui donne la résolution de la mesure pour une sonde donnée.

On constate alors malheureusement que les caractéristiques des lasers que nous avons utilisés pour la mesure des speckles, nous obligent à nous placer dans le troisième régime de fonctionnement, où la mesure est limitée par l'impulsion sonde utilisée.

Cependant, dans le cas qui nous concerne, l'événement que l'on cherche à caractériser ne se résume pas à un phénomène de durée  $\tau_c$ . En effet, si la durée d'un speckle en particulier est proche du temps de cohérence moyen  $\tau_c$ , il se peut que d'autres speckles durent plus ou moins longtemps. Nous allons donc mesurer un grand nombre de speckles au cours du temps. Le résultat au niveau spectral sera donc plus complexe que s'il n'y avait qu'un seul speckle de durée finie  $\tau_c$ . Nous allons donc consacrer la partie qui vient à l'étude complète des propriétés

temporelles des speckles, en utilisant l'expérience dans le régime de fonctionnement évoqué. Nous verrons ensuite l'évolution temporelle des propriétés spatiales des speckles.

### 3.4 Mesures des propriétés temporelles des speckles

Dans cette partie, nous mettons en œuvre expérimentalement la méthode que nous venons de décrire pour observer l'évolution de la position et de l'intensité des speckles au cours du temps. Nous voulons ainsi déterminer au bout de combien de temps une speckle s'éteint en un endroit donné et quel déplacement il peut faire effectuer avant de s'éteindre. Grâce à cette expérience, nous allons chercher à résoudre temporellement le phénomène de lissage qui se produit dans une source lissée, quelle que soit son type de fonctionnement.

Dans un premier temps, nous allons décrire l'application de cette méthode à notre cas particulier. Dans un deuxième temps, nous présenterons le schéma expérimental complet et le résultat principal qu'il nous permet d'obtenir. Puis dans un troisième temps, nous aborderons l'interprétation que nous pouvons faire des résultats pour la mesure du temps de cohérence et du temps de vie des speckles. Grâce à la présentation et l'explication de la méthode que nous avons donnée dans le paragraphe précédent, nous pourrions déduire des mesures de spectre obtenues des informations essentielles sur les propriétés statistiques temporelles des speckles. Nous verrons alors les limites de cette méthode dans le cadre précis de notre source et de la sonde utilisée.

#### 3.4.1 Principe de la mesure

Dans le cas de l'étude présentée dans le paragraphe **3.2** sur la mesure de la taille des speckles, nous obtenions une figure de tavelures instantanée, "figée" en temps par l'impulsion sonde ultra-courte.

Si nous arrivons à obtenir plusieurs figures de speckles instantanées, générées à différents instants dans l'impulsion, nous serons en mesure de déterminer les grandeurs spatio-temporelles qui caractérisent les speckles, comme leur temps de cohérence, leur temps de vie ou leur vitesse dans une direction. Toute la difficulté réside donc dans l'obtention en elle-même de ces différentes figures de speckles, en un temps inférieur ou égal au temps de cohérence de la

source, à savoir une picoseconde environ.

Nous avons imaginé au départ multiplier cette mesure codée en temps, telle que nous l'avons décrite, mais dans différents cristaux doubleurs, comme l'illustre le schéma de principe de la figure 3.24.

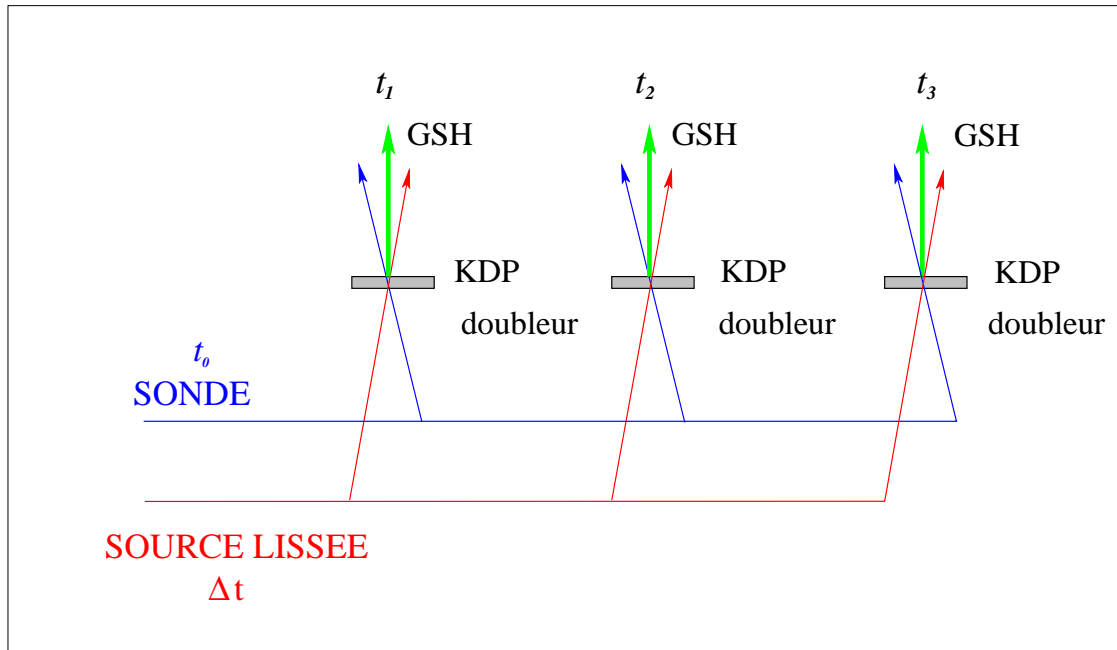


FIG. 3.24 – Schéma de principe de la mesure résolue en temps du mouvement des speckles, dans trois cristaux doubleurs.

Il aurait alors suffi de faire en sorte que les trois signaux obtenus au second harmonique soient générés à trois instants différents, à l'aide de lignes à retard par exemple. Ainsi, les trois figures des speckles instantanées mesurées auraient été générées à trois instants différents, séparés d'un temps inférieur au temps de cohérence. On aurait ainsi pu évaluer le mouvement des speckles dans les deux directions transverses  $x$  et  $y$ . Malheureusement, nous n'aurions eu que trois "points" dans le temps, et il aurait fallu multiplier les cristaux pour avoir plus de points. Nous avons donc choisi une manière plus élégante d'obtenir le résultat, et c'est pour ces différentes raisons qu'a été conçue la mesure présentée dans le chapitre précédent.

Pour cela, nous utilisons l'expérience pompe-sonde présentée au paragraphe précédent. Grâce à la dérive de fréquence présente dans l'impulsion sonde, on peut imaginer avoir une évolution "continue" de la figure de speckle au cours du temps. Ainsi, puisque la source lissée génère un grand nombre de speckles au cours du temps, on devrait pouvoir observer sur la totalité du spectre, non plus un seul speckle de durée  $\tau_c$  mais un grand nombre. On pourra ainsi connaître le temps de cohérence de chaque speckle mesuré et en faire la statistique, comme

nous avons fait la statistique de leur intensité ou de leur taille.

### 3.4.2 Schéma expérimental et résultat principal

Le schéma expérimental réalisé pour l'étude des propriétés spatio-temporelles des speckles est identique à celui présenté en partie **3.2** pour l'étude d'une figure de speckles unique. Le seul changement concerne la partie observation.

L'observation du signal au second harmonique, comme le montre la figure 3.25 ne se fait donc plus à l'aide d'une caméra vidéo mais, comme il a été dit dans le paragraphe précédent, à l'aide d'un spectromètre imageur. La fente en entrée est de largeur réglable, et doit être ajustée pour qu'elle soit inférieure à la largeur au premier zéro d'un speckle. L'enregistrement du signal se fait alors à l'aide d'une caméra CCD 16 bits refroidie, pour que la dynamique soit très importante. En effet, comme nous étirons l'impulsion sonde d'un facteur pouvant aller jusqu'à 20 environ, l'intensité du signal de second harmonique se retrouve donc très réduite. Une simple caméra vidéo sur 8 ou 12 bits ne suffit donc plus, car le signal se retrouve "noyé" dans le bruit. Nous verrons par la suite que le faible rapport signal sur bruit pose un sérieux problème de traitement des résultats.

Une autre voie de mesure annexe permet d'obtenir la trace d'auto-corrélation temporelle de l'impulsion qui nous permet de sonder l'impulsion lissée. Un exemple de signal d'auto-corrélation est présenté dans la figure 3.26.

Aussi, si l'impulsion n'est plus recomprimée à son optimum, mais possède une dérive de fréquence, nous obtenons un étalement de la trace d'auto-corrélation. Malheureusement, pour des durées d'impulsion sonde étirée supérieures à 2 ps environ, nous n'avons plus les moyens d'assurer la mesure de la trace d'auto-corrélation, car la fenêtre d'observation de la caméra utilisée dans l'auto-corrélateur ne le permet plus. Nous n'avons également aucun instrument permettant de faire des mesures de durée d'impulsion dans ces gammes de temps. Par conséquent, à partir d'un décalage des réseaux  $\Delta z$  donnant lieu à une impulsion étirée supérieure à 2 ps, nous utiliserons la courbe théorique présentée dans le paragraphe **3.3.1.1** pour connaître la correspondance entre le décalage  $\Delta z$  et la durée de l'impulsion attendue.

Dans le cas présenté dans la figure 3.26, la durée  $\tau_0 = \Delta t_{re} = 400$  fs que nous avons mesurée correspond tout à fait avec la mesure de spectre que nous avons faite sur le moment,

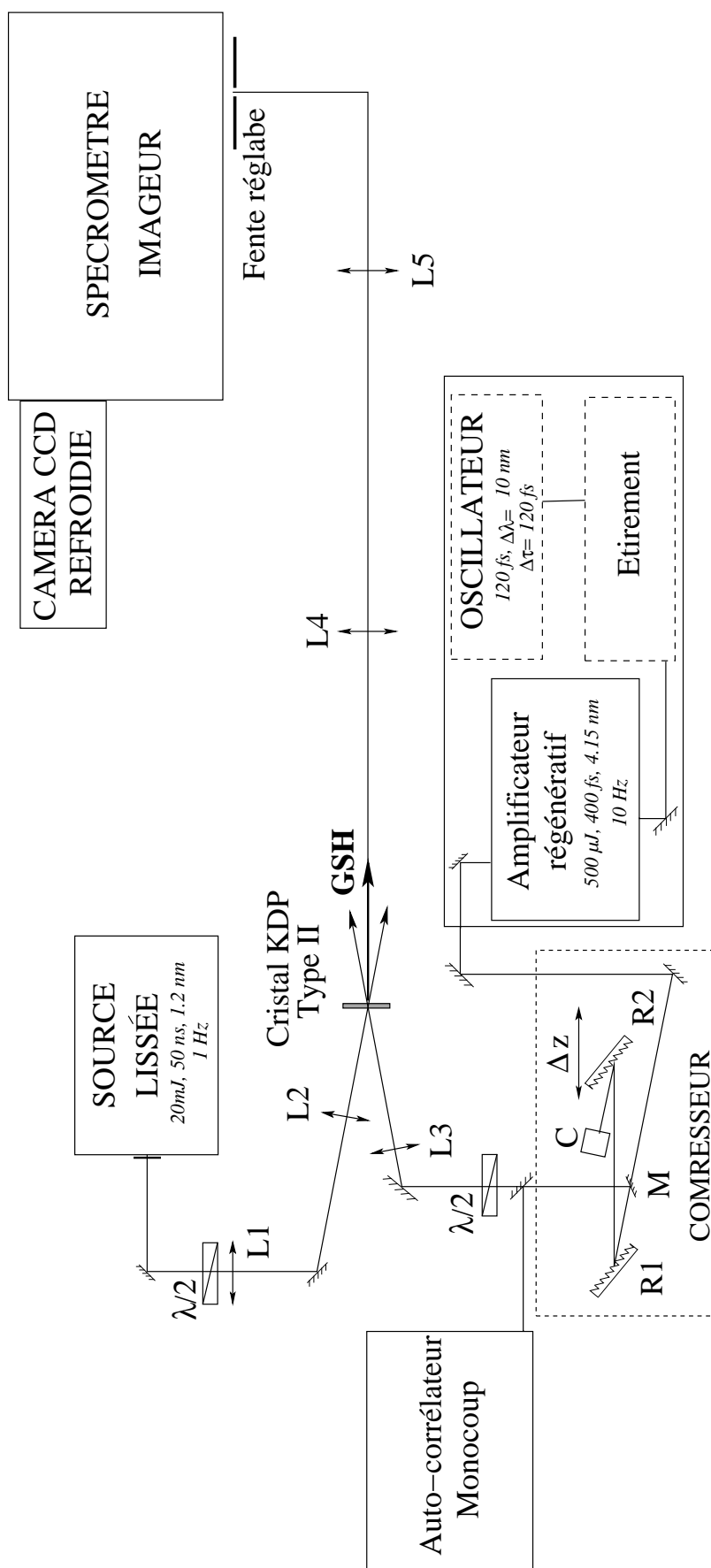


FIG. 3.25 – Schéma expérimental mis en place pour la mesure du mouvement des speckles. Les abréviations utilisées sont identiques à celles utilisées précédemment sur le schéma du paragraphe 3.1.2

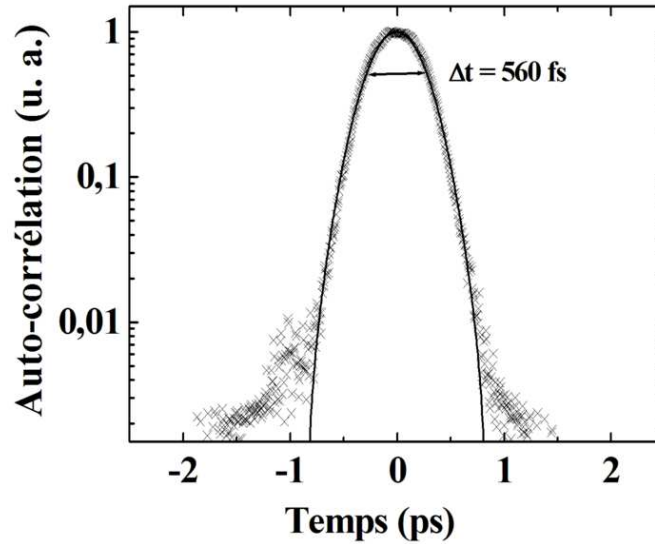


FIG. 3.26 – Trace d'auto-corrélation de l'impulsion sonde en échelle logarithmique. Paramétrage gaussien. Puisque le paramétrage est gaussien, nous en déduisons que la durée d'auto-corrélation de 560 fs correspond à une durée de 400 fs (rapport  $\sqrt{2}$ )

en faisant toujours l'approximation d'un spectre gaussien de largeur  $\frac{2 \ln 2 \lambda^2}{\pi c \tau_0}$ . Dans ce cas,  $\Delta\lambda$  vaut 4,15 nm. Nous avons réussi, au moment des expériences de mesure de vitesse des speckles, à améliorer le fonctionnement de l'amplificateur régénératif.

Nous avons donc ensuite choisi d'étirer l'impulsion sonde à des valeurs où l'on puisse potentiellement mesurer plusieurs speckles temporellement. Nous récapitulons dans le tableau 3.3 les différentes valeurs de  $\Delta z$  que nous avons choisies, la valeur théorique de l'impulsion sonde étirée, et le facteur d'étirement correspondant. Et nous présentons dans la figure 3.27 deux résultats obtenus en sortie de spectromètre imageur pour deux valeurs différentes de durée étirée .

$\Delta z(mm)$	0	6	7.2	8	10	10.2	12	13.2
$\Delta t_{theo}$ (ps)	0.4	3.20	3.84	4.27	5.33	5.44	6.40	7.04
$F$	1	8.2	9.8	10.8	13.5	13.8	16.3	17.9

TAB. 3.3 – Tableau récapitulatif des valeurs choisies pour l'impulsion sonde, dans les conditions de l'expérience.

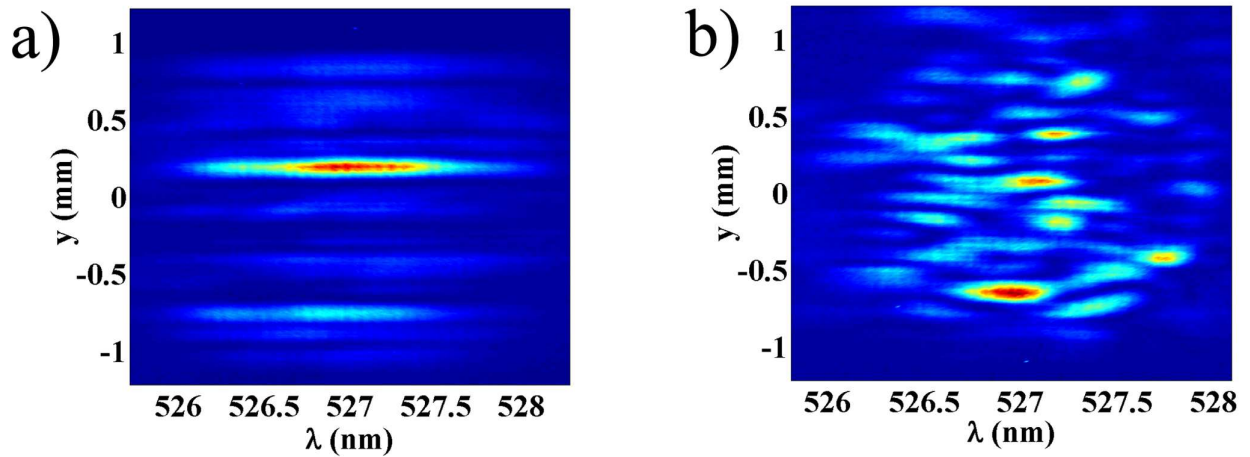


FIG. 3.27 – Spectre expérimental du signal au second harmonique issu du mélange de l’impulsion sonde étirée avec l’impulsion lissée. Le cas est présenté (a) pour l’impulsion sonde recomprimée à sa valeur minimale, et (c) pour l’étirement maximum que nous avons obtenu. En ordonnée est représentée la direction de la fente du spectromètre imageur, en abscisse nous avons représenté la longueur d’onde. Dans le cas a), il n’y a pas de dérive de fréquence, alors que dans l’autre cas,  $\lambda = f(t)$ .

Le spectre du signal expérimental que nous obtenons est évidemment différent si on n’étire pas (image a) pour  $\Delta z$  nul) ou si on étire beaucoup (b)). Cependant, dans notre cas, ça ne servait à rien d’étirer trop, car le temps de cohérence moyen des speckles est d’environ 1 ps. Étirer à environ 10 ps doit être suffisant pour observer plusieurs speckles.

Nous voyons donc une nette évolution, du point de vue qualitatif, de l’allure du spectre mesuré avec la durée de l’impulsion sonde étirée. On note que plus l’impulsion sonde est étirée, plus le spectre devient ”chaotique”. Les ”lignes” horizontales que l’on peut observer sur le cas a) se transforment en plusieurs points chauds spectraux, alors que leur dimension ne change pas dans la direction de la fente. C’est le signe que l’on arrive à observer plusieurs speckles qui se succèdent spectralement et donc au cours du temps, et dont la position semble même évoluer le long de la fente. Cependant, il ne s’agit là que d’une simple observation phénoménologique, dont on ne peut dégager qu’une tendance générale. En aucun cas on ne peut relier la mesure de spectre en longueur d’onde qu’on peut réaliser sur ces spectres avec les caractéristiques temporelles et spatio-temporelles des speckles. En effet, il nous faut pour cela répondre à deux questions essentielles :

- comment relie-t-on une largeur spectrale de  $\Delta\lambda_{2\omega}$  nm, mesurée sur un speckle, à son temps de cohérence ou son temps de vie dans notre cas particulier ? La relation de proportionnalité temps-fréquence est-elle valable ?

- comment peut-on alors extraire de ces spectres une évaluation du mouvement transverse des speckles le long de la fente ?

Nous avons donc consacré les trois dernières parties de ce chapitre à l'interprétation des résultats issus de la première observation, à notre connaissance, de l'évolution de la position des speckles au cours du temps dans une direction transverse et de leur intensité en un point. Cette expérience permettra ainsi de répondre à toutes les questions que l'on peut se poser sur la technique de lissage étudiée, car elle permet de caractériser les speckles créés, qui pourraient interagir avec le plasma généré au niveau de la cible, tant au niveau temporel que spatial. Elle permet de caractériser ce que l'on pourrait appeler la "dynamique" des speckles.

La première partie qui vient est consacrée à une nouvelle étude du temps de cohérence des speckles, que cette expérience permet de mesurer. La deuxième partie concerne l'étude de la durée de vie, qui est une grandeur que nous ne pouvions pas mesurer jusqu'alors, car on ne réalisait pas de mesures spatio-temporelles. On notera que le temps de cohérence est le temps pendant lequel un speckle s'allume et s'éteint localement un point  $(X, Y, Z)$  de l'espace, alors que le temps de vie est le temps pendant lequel un point chaud apparaît et disparaît, même s'il s'est déplacé entre-temps. C'est ce que l'on pourrait appeler son "temps de parcours". La troisième et dernière partie sera alors consacrée au mouvement des speckles dans la direction de la fente, but premier de l'expérience mise en place. On notera donc qu'il s'agit d'une mesure du mouvement transverse des speckles dans une direction privilégiée.

Cette expérience permettant de distinguer plusieurs speckles, nous allons pouvoir réaliser une étude de la distribution statistique des grandeurs temporelles que nous cherchons à mesurer. Pour chaque grandeur, nous allons présenter sa valeur moyenne, mais aussi l'écart-type autour de cette valeur moyenne et l'histogramme complet, comme dans le cas de la mesure de la taille des speckles présentée dans le chapitre précédent.

### **3.4.3 Mesure statistique du temps de cohérence des speckles**

Le résultat principal présenté en figure 3.28 représente la mesure de l'évolution au cours du temps de la répartition spatiale des speckles suivant une direction transverse. Cette direction privilégiée est fixée par la fente à l'entrée du spectromètre. Nous avons vu que la dérive de fréquence de l'impulsion sonde permet de relier la variable temporelle au spectre du signal de



second harmonique.

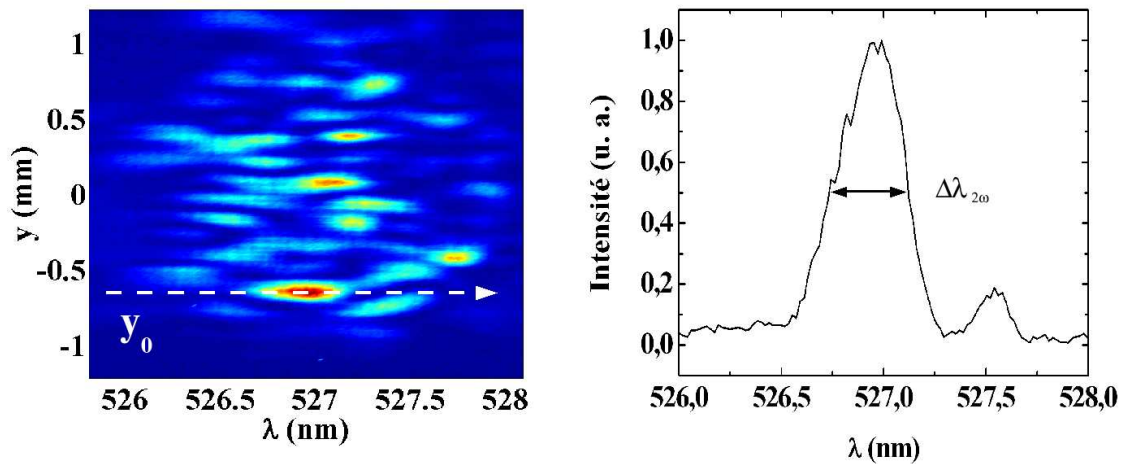


FIG. 3.28 – Mesure de la largeur spectrale d'un point chaud, situé en un point  $y_0$  le long de la fente. On peut ainsi évaluer le temps de cohérence de ce point chaud précis. Cas F=18

Si par conséquent, on fixe un point  $y_0$  le long de la fente comme le montre la figure 3.28, on peut mesurer en cet endroit l'évolution de l'intensité du point chaud "au cours du spectre". La largeur *à mi-hauteur* de l'intensité du point chaud, mesurée en  $y_0$  en fonction de la longueur d'onde, définit alors la "largeur spectrale de cohérence"  $\Delta\lambda_{2\omega}$  de ce speckle. En connaissant la correspondance entre la longueur d'onde mesurée par le spectromètre et le temps, induite par la dérive de fréquence, nous pouvons connaître le temps de cohérence de ce point chaud particulier.

Comme nous connaissons la relation temps-fréquence liée au couplage temporel mis en place, nous pourrions connaître la valeur du temps de cohérence pour tous les points chauds détectés le long de la fente. Dans ce cas-là, que devient le temps de cohérence ? Tous les speckles ont-ils le même temps de cohérence ? Y a-t-il une répartition importante autour de la valeur moyenne déjà mesurée ? Nous allons donc chercher à répondre à ces questions. Cependant, nous avons vu qu'il y a deux paramètres importants qui influent sur le résultat et sur la mise en œuvre de l'expérience : le facteur d'étirement et la durée de l'impulsion sonde par rapport à celle du phénomène que nous souhaitons observer. Nous allons donc consacrer la section qui vient à la présentation des résultats et leur interprétation.

### 3.4.3.1 Histogrammes des largeurs spectrales des speckles

Nous avons présenté, sur la figure 3.28 le spectre expérimental mesuré au second harmonique, du signal issu du mélange dans le cristal de KDP doubleur de l'impulsion issue de la source lissée et de l'impulsion sonde étirée d'un facteur  $F=18$ .

Si on choisit un point chaud tel que celui que nous avons pointé sur l'image, il définit une position  $y_0$  le long de la fente du spectromètre et donc un point dans l'espace. La mesure ne se fait que dans une dimension, mais on peut malgré tout évaluer la largeur spectrale de ce point chaud, et en déduire son temps de cohérence, grâce à la relation donnée par l'étude préliminaire que nous venons de présenter dans la partie 3.3.3.2.

Si on fait cette mesure sur tous les points chauds de la figure mesurée, on peut reconstruire un histogramme des valeurs des largeurs spectrales de tous les points chauds, de la même façon que nous avons obtenu un histogramme de la taille transverse des speckles. Le résultat obtenu est présenté dans la figure 3.29.

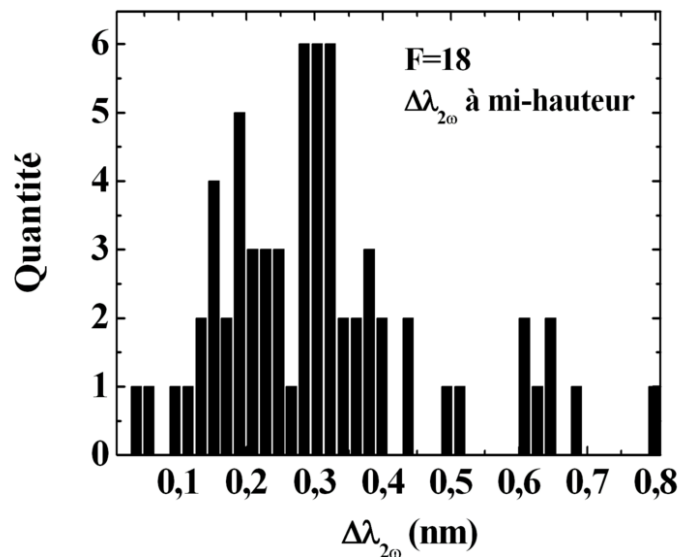


FIG. 3.29 – Histogramme expérimental de la largeur spectrale à mi-hauteur des speckles temporels mesurée au second harmonique, à l'aide d'une impulsion sonde étirée d'un facteur  $F=18$  ( $\Delta t_{et} = 7$  ps)

Le cas présenté ici est celui que nous traitons depuis le début, c'est-à-dire, quand le facteur d'étirement  $F=18$ . Nous mesurons pour l'instant les largeurs à mi-hauteur. Nous pouvons ainsi en déduire :

- l'histogramme expérimental du temps de cohérence de speckles puisqu'on connaît la relation temps-fréquence,

- la valeur moyenne des largeurs spectrales et par conséquent celle du temps de cohérence,
- et l'écart-type des largeurs spectrales et du temps de cohérence.

Ces différentes grandeurs sont alors mesurables pour différentes valeurs d'étirement. On verra alors l'influence de la durée de l'impulsion étirée sur la mesure. Nous allons détailler ces différents points dans les trois parties qui viennent.

### 3.4.3.2 Valeurs moyennes des largeurs spectrales à mi-hauteur pour différents facteurs d'étirement

Dans cette partie, nous présentons la mesure de l'histogramme des largeurs spectrales à mi-hauteur pour chacune des expériences que nous avons réalisées. Dans un premier temps, nous confronterons ces résultats expérimentaux à l'approche théorique que nous avons présentée dans le paragraphe 3.3. Dans un deuxième temps, nous utiliserons une simulation numérique de l'expérience pompe-sonde, que nous détaillerons, comme deuxième élément de comparaison. En effet, la source lissée que nous utilisons est une source à modulation de phase spectrale, ce qui explique son caractère lissé. C'est un élément majeur que la théorie ne prend pas en compte. Nous pensons donc que l'approche numérique pourra expliquer les éventuels écarts entre la théorie et les mesures. Nous pourrions alors conclure sur la validité des deux approches au vu des résultats expérimentaux.

#### a) Comparaison à la théorie

Pour chaque cas de mesure, le facteur d'étirement de l'impulsion sonde est différent, et correspond aux valeurs que nous avons déjà rassemblées dans le tableau 3.3.

Nous avons vu que la durée de l'impulsion sonde étirée était le paramètre primordial pour déterminer la résolution spectrale et temporelle de l'expérience. Voyons alors si cela influe sur la valeur moyenne des largeurs spectrales déduites des histogrammes expérimentaux.

Nous allons donc déterminer l'évolution de la largeur spectrale moyenne des speckles  $\langle \Delta\lambda_{2\omega} \rangle$  en fonction du facteur F. Pour cela, nous avons repris l'expression de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$ , donnée par l'étude théorique présentée précédemment, mais en fixant cette fois-ci un rapport de durées  $\alpha_{theo}$  de 3.5, puisque c'est le cas précis de l'expérience ( $\tau_0 = 400$  fs ;  $\tau_{ctheo} = 1.4$  ps). Le temps de cohérence moyen théorique des speckles est donné par la largeur

spectrale de la source MUSE, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2. Nous soulignerons qu'il ne s'agit que d'une approximation. Et nous avons ainsi obtenu l'évolution théorique de la largeur  $\Delta\lambda_{2\omega}$  en fonction de F. On obtient :

$$\Delta\lambda_{2\omega}(F) = \frac{\Delta\lambda_{lim}}{F} \sqrt{1 + \left(\frac{F\tau_0}{\tau_{c_{theo}}}\right)^2 + \frac{F^2 - 1}{1 + \left(\frac{F\tau_0}{\tau_{c_{theo}}}\right)^2}} \quad (3.34)$$

Nous présentons sur la figure 3.30 les points expérimentaux obtenus pour les 8 valeurs de F que nous avons choisies, et l'évolution théorique, donnée par l'expression précédente.

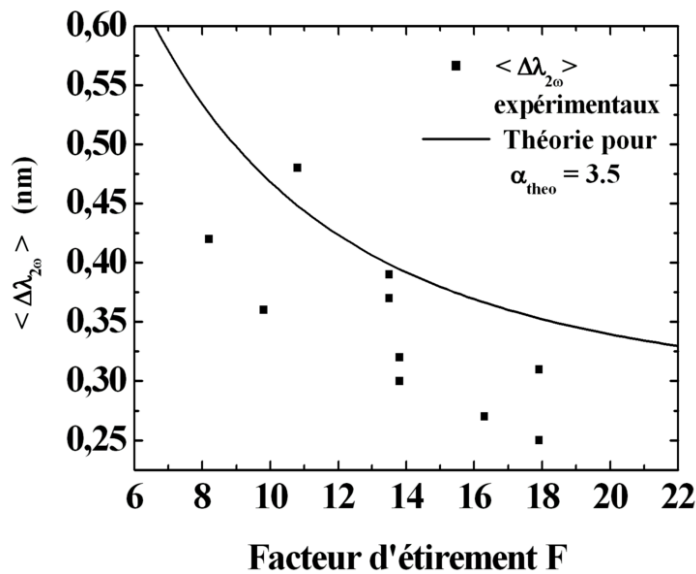


FIG. 3.30 – Evolution de la valeur moyenne des largeurs spectrales des speckles, mesurées à mi-hauteur, données par l'histogramme expérimental. Comparaison à la courbe théorique

On constate que  $\langle \Delta\lambda_{2\omega} \rangle$  diminue en fonction de F, observée expérimentalement ne permet pas de dégager une tendance permettant de démontrer la théorie. En effet, même si on peut considérer que la largeur spectrale moyenne mesurée diminue avec le facteur d'étirement, il y a malgré tout une trop grande dispersion. En effet, si on prend le cas où le facteur d'étirement est proche de 13,5 nous avons plusieurs points de mesures qui apparaissent sur la courbe. Nous avons reporté les valeurs mesurées sur le tableau 3.4.

Pour cette valeur de F proche de 13,5 nous avons donc cinq valeurs de largeur spectrale moyenne, données par les histogrammes reconstitués à partir de chaque mesure. On voit donc le problème que pose l'expérience que nous avons mise en place. Pour deux des cinq points, la valeur expérimentale semble se rapprocher de la valeur limite théorique, qui est de 0.4 nm,

Facteur d'étirement $F$	13,5	13,5	13,8	13,8	13,8
$\langle \Delta\lambda_{2\omega} \rangle$ expérimentales (nm)	0,37	0,39	0,30	0,32	0,31

TAB. 3.4 – Tableau récapitulatif des largeurs spectrales moyennes, pour un étirement  $F \approx 13,5$

alors que dans les autres cas, la valeur moyenne mesurée est nettement plus faible, de 0.1 nm environ si on prend les deux valeurs extrêmes. Cela signifie peut-être que la résolution de la mesure a été atteinte.

Pour les autres valeurs d'étirement, c'est le même problème, les valeurs mesurées sont toujours plus faibles que la valeur limite théorique attendue d'au moins 0.1 nm. Cependant, l'évolution générale semble concorder, étant donné que la valeur moyenne des largeurs spectrales diminue malgré tout en fonction du facteur d'étirement.

Voyons alors si le décalage entre la mesure et la limite théorique de résolution ne peut pas s'expliquer à l'aide de la simulation numérique que nous avons réalisée.

### ***b) Comparaison à l'approche numérique***

Pour expliquer le décalage des résultats de la mesure, nous avons réalisé une simulation sous Matlab en prenant compte l'aspect aléatoire de la source lissée, ce qui n'a pas été fait dans l'étude analytique qui vient d'être présentée, et en utilisant le spectre expérimental de l'impulsion sonde. Pour cela, nous avons introduit une phase spectrale aléatoire dans l'expression du spectre en fréquence de la source lissée. La source qui décrit MUSE n'est donc plus, comme la théorie le prévoit, de durée finie  $\tau_c$ , mais est très longue, et présente de nombreuses modulations temporelles. Par contre, la valeur moyenne de ces modulations temporelles correspond à la valeur moyenne du temps de cohérence  $\tau_c$ . La simulation permet alors de prendre en compte l'aspect lissé et aléatoire de la source. Le spectre du signal de second harmonique est donc bien constitué d'un ensemble de speckles "spectraux". Les résultats sont présentés dans la figure 3.31.

Dans le premier cas,  $F = 1$ , l'impulsion sonde est donc recomprimée à sa durée initiale  $\tau_0 = 400$  fs. On fait une moyenne sur 100 cas purement aléatoires. En effet, le tirage aléatoire

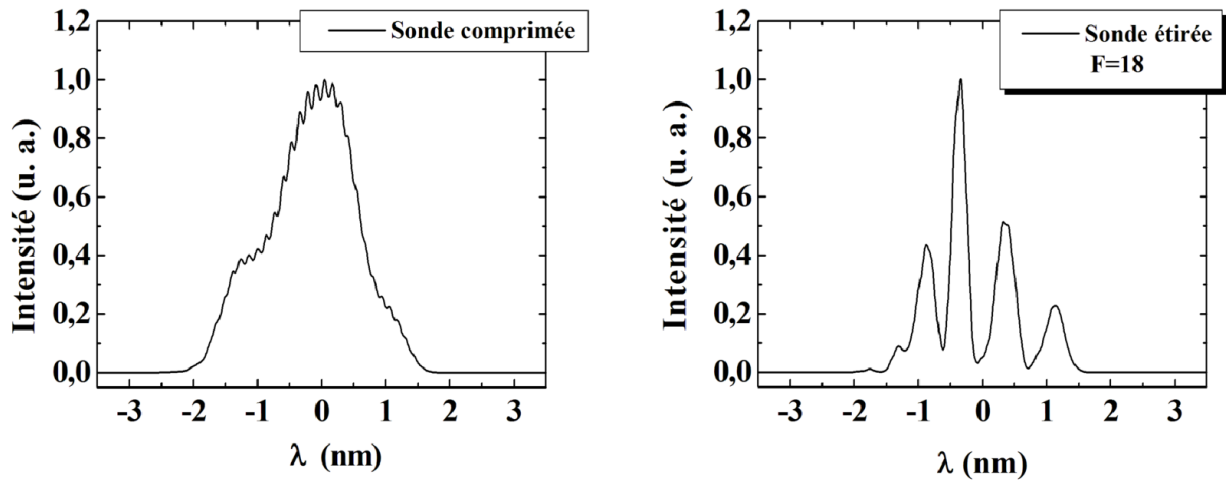


FIG. 3.31 – Spectre du signal au second harmonique obtenu par simulation numérique lorsque l'impulsion sonde est comprimée et lorsque l'impulsion sonde est étirée d'un facteur 18. Nous avons utilisé une modulation de phase spectrale aléatoire pour tenir compte de l'aspect lissé de la source à sonder. La largeur des modulations observées sur le spectre de droite correspond à  $\Delta\lambda_{2\omega}$

de la phase spectrale permettant de simuler la source lissée nécessite d'effectuer le calcul plusieurs fois le cas pour avoir une idée de la valeur moyenne du rapport de la largeur spectrale  $\Delta\lambda_{2\omega}$ . La valeur de cette largeur spectrale pour la sonde comprimée est donc, comme prévu, égale à  $\Delta\lambda_{lim}$ . L'approche numérique ne donne pas d'amélioration particulière dans ce cas.

Dans le deuxième cas,  $F=18$ , comme dans les conditions de l'expérience. On trouve, toujours sur 100 cas, une valeur moyenne du rapport des largeurs spectrales  $\Delta\lambda_{2\omega}$  légèrement inférieure à ce qu'annonce la théorie. Ce rapport moyen définit alors une valeur moyenne de la largeur spectrale des speckles  $\langle \Delta\lambda_{2\omega} \rangle = 0,30$  nm, au lieu de 0,35 nm d'après la théorie. On constate alors un léger décalage entre la valeur donnée par l'étude analytique et celle donnée par la simulation de l'expérience. Ce résultat est malgré tout concordant, étant donné que nous n'avons pas tenu compte de la modulation de phase spectrale dans l'étude analytique. Il reste donc à confirmer ces deux résultats analytique et numérique par l'expérience. Nous traçons alors, comme dans le cas de l'étude analytique, l'évolution de la valeur moyenne de la largeur spectrale des speckles en fonction de la valeur de l'étirement. Le résultat est présenté sur la figure 3.32.

L'approche numérique semble donc mieux rendre compte du phénomène que l'approche théorique que nous avons présentée. En effet, l'écart observé par rapport à la courbe théorique de la résolution limite de la mesure semble réduit, et on observe alors la même évolution décroissante de la largeur spectrale moyenne en fonction de l'étirement. C'est une nette

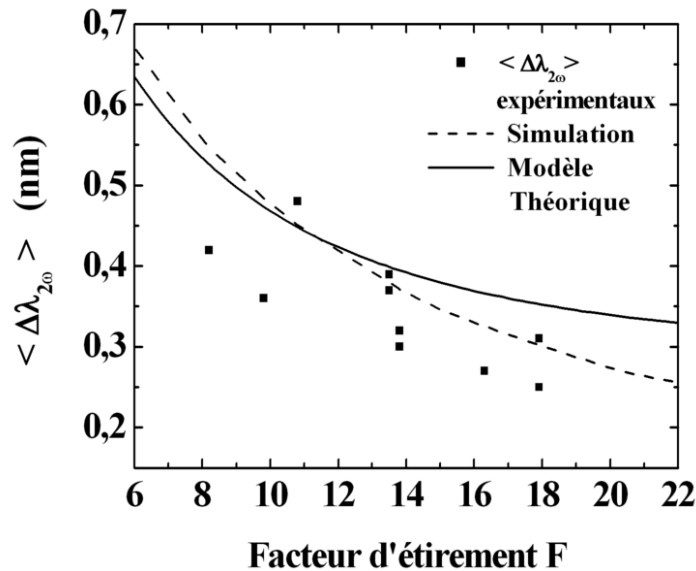


FIG. 3.32 – Evolution de la valeur moyenne des largeurs spectrales des speckles, mesurées à mi-hauteur, données par l’histogramme expérimental. Comparaison à la courbe donnée par l’approche numérique. On rappelle en pointillés, l’évolution donnée par la théorie.

amélioration par rapport à la théorie, même si ce n’est visible que pour les grandes valeurs d’étirement.

### c) *Bruit de mesure*

La troisième raison qui pourrait expliquer le décalage des valeurs données par la mesure par rapport à celles de la théorie, et par rapport à celles de l’approche numérique, est d’ordre purement expérimental. En effet, les images de spectre que nous avons mesurées ont été prises à l’aide d’une caméra CCD refroidie, codée sur 16 bits, avec une grande dynamique de mesure, comme nous l’avons expliqué dans la partie 3.4.2. Cependant, avant cela, nous avons fait des mesures en utilisant une simple caméra vidéo codée sur 12 bits. Dans les deux cas, nous avons observé un rapport signal sur bruit très faible, comme le montre la coupe transverse, réalisée sur une image, et présentée dans la figure 3.33. La dynamique offerte par les deux types de caméra ne nous a pas été profitable, étant donné que le signal au second harmonique était extrêmement faible. En effet, la durée de chaque impulsion, que ce soit la source lissée et l’impulsion sonde étirée jusqu’à 7 ps, ne nous permettait pas d’obtenir un bon rendement de conversion de fréquence dans le cristal doubleur. Ceci explique la faiblesse du signal recueilli sur les caméras utilisées.

Dans les deux cas présentés sur la figure 3.33, la coupe a été réalisée au niveau d’un point

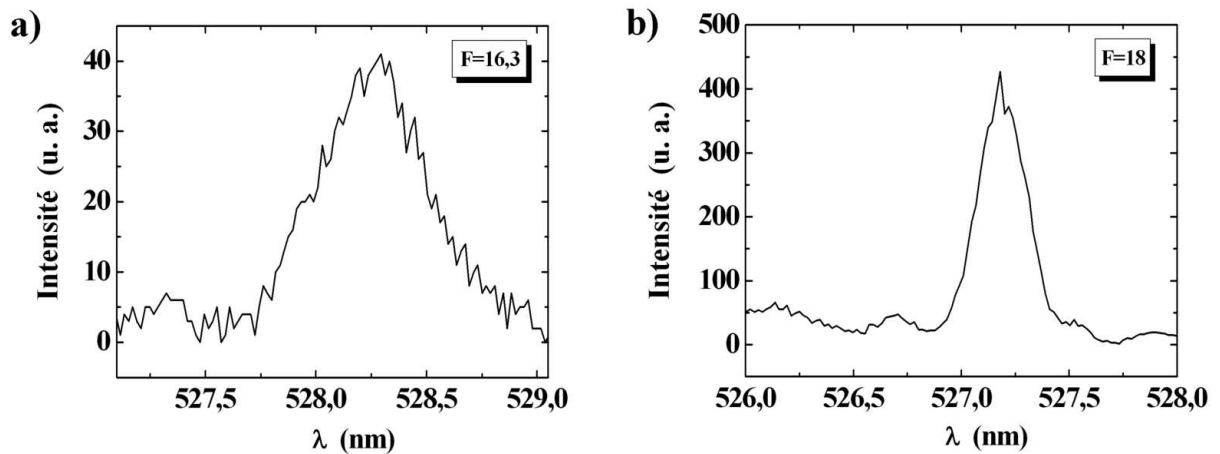


FIG. 3.33 – Coupe transverse du spectre expérimental réalisée au niveau d'un point chaud de faible intensité de chaque image mesurée. La coupe **a)** est issue d'une image mesurée avec la caméra vidéo 12 bits, la coupe **b)** est issue d'une image mesurée avec la caméra CCD refroidie 16 bits.

chaud dont la valeur maximale est la plus importante possible. Nous avons constaté que seulement peu de points chauds possèdent une intensité nettement supérieure au bruit de fond, surtout dans le cas de la caméra 12 bits (fig. 3.31.a). Comme on réalise ensuite, sur chaque image obtenue, un traitement informatique systématique de mesure de largeur à mi-hauteur, la grande difficulté est de distinguer les "bons" points chauds de ceux qui sont au niveau du bruit. Nous avons donc soustrait à chaque image un "bruit de fond" qui devait permettre de rendre l'image plus exploitable. Malheureusement, le bruit recueilli sur une image n'est pas le même que celui recueilli sur l'image mesurée dans une autre configuration. Nous n'avons donc pas pu réduire le bruit de fond de façon systématique et sûre. Nous pensons que la disparité des mesures peut être expliquée par ce problème de bruit d'image.

Cependant, même si les valeurs mesurées par l'expérience dans les différentes configurations sont plus faibles que ce que l'on attendait, et sont légèrement inférieures à la résolution limite, nous considérerons que la mesure donne une bonne représentation du phénomène malgré tout. Nous pouvons alors utiliser ces résultats pour le calcul du temps de cohérence moyen des speckles.

Enfin, étant donné que ces valeurs moyennes de largeurs spectrales sont issues d'histogrammes expérimentaux nous pouvons leur associer un écart-type expérimental. La valeur de ces écart-types risque également d'être affectée par ce problème de bruit d'image. La partie qui vient est donc consacrée à la mesure de ces écart-types. C'est une caractéristique nouvelle que nous n'avons pas évaluée jusque-là, et qui nous renseigne alors un peu plus sur l'aspect



aléatoire et sur les propriétés statistiques de notre source lissée. A partir de l'écart-type des largeurs spectrales des speckles, nous pourrions également en déduire l'écart-type sur le temps de cohérence.

### 3.4.3.3 Ecart-types des largeurs spectrales pour différents facteurs d'étirement

La figure 3.34 présente un ensemble d'histogrammes expérimentaux obtenus pour 4 valeurs de facteur d'étirement.

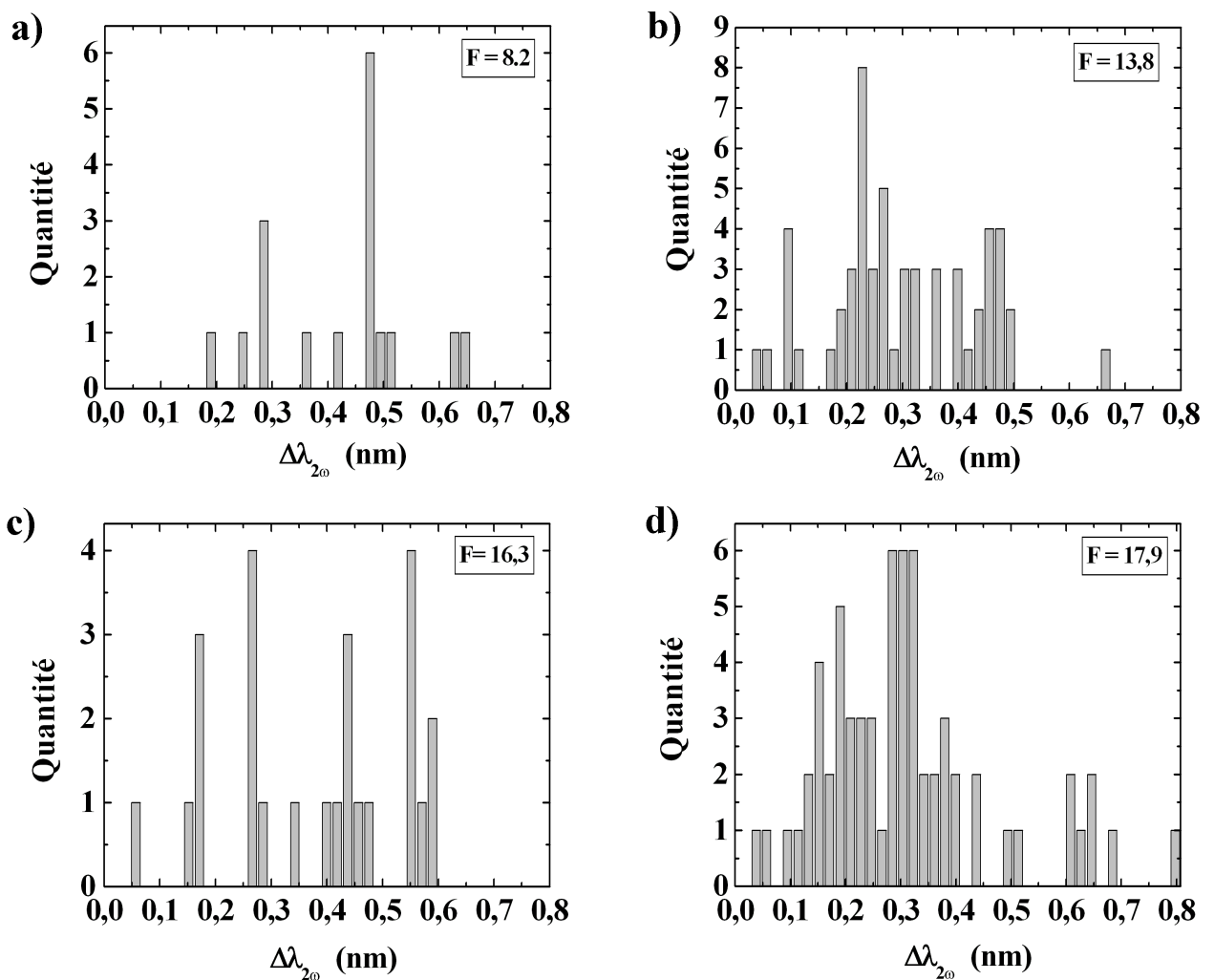


FIG. 3.34 – Histogrammes expérimentaux obtenus pour différentes valeurs de facteur d'étirement. a) :  $F=8,2$ ; b) :  $F=13,8$ ; c) :  $F=16,3$ ; d) :  $F=17,9$ ;

Nous voyons donc une évolution de l'étalement des histogrammes, qui se traduit par l'écart-type, obtenus au fur et à mesure qu'on augmente le facteur d'étirement. Nous avons donc reporté cette évolution de l'écart-type, noté  $\sigma_{\lambda_{2\omega}}$  sur la figure 3.35.

On remarque que dans chaque cas, l'écart-type des largeurs spectrales est important et reste

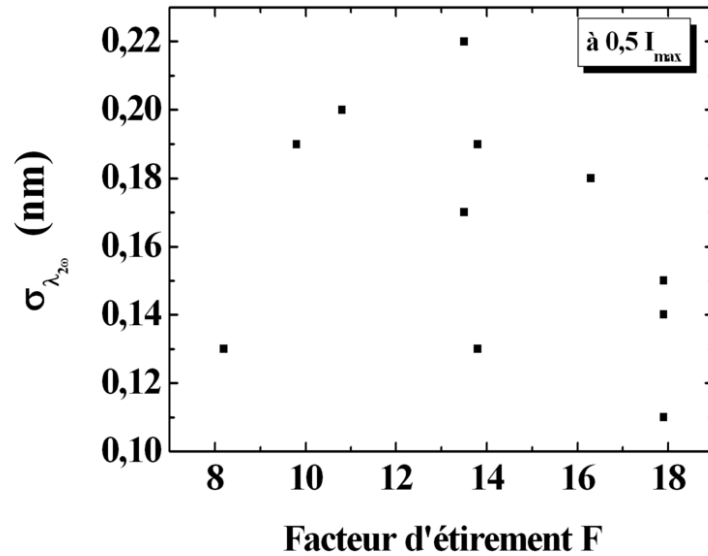


FIG. 3.35 – Evolution de l'écart-type des largeurs spectrales à mi-hauteur, données par les histogrammes expérimentaux, en fonction du facteur d'étirement.

compris entre 0,22 et 0,11 nm mais on ne dégage pas de tendance générale particulière dans l'évolution en fonction du facteur d'étirement. On constate cependant une grande dispersion des mesures : le rapport  $\sigma_{\lambda_{2\omega}} / \langle \Delta\lambda_{2\omega} \rangle$  peut atteindre des valeurs supérieures à 50%. En effet, les largeurs spectrales moyennes présentées précédemment prenaient des valeurs comprises entre 0,48 et 0,25 nm, alors que les écart-types sont, comme on l'a vu, entre 0,22 et 0,11 nm. La raison de cette grande dispersion, et qui pourrait aussi expliquer le fait que l'écart-type soit aussi variable, peut aussi être le problème de bruit d'image, étant donnée que nous faisons les mesures à mi-hauteur, et donc près du bruit de fond. Nous avons donc pensé qu'en mesurant les largeurs spectrales non plus à mi-hauteur mais au-dessus de 60% de la valeur maximale du point chaud (notée  $I_{max}$ ), nous serions capable de dire si c'est le bruit d'image qui pose problème ou si c'est simplement lié à la mesure et à la source en elle-même. Malheureusement, pour des intensités d'observation supérieures à  $I_0/2$ , les mesures deviennent inexploitable. On ne peut dégage aucune tendance particulière. C'est peut-être dû au fait que les largeurs spectrales mesurées à ces niveaux d'intensité sont trop faibles. On est alors limité par la résolution de la caméra CCD. Nous traiterons alors par la suite seulement le cas de la mesure à  $I_0/2$ . Dans la partie qui vient, nous présenterons alors les résultats obtenus du calcul du temps de cohérence, étant donné que nous connaissons la relation qui lie la mesure de spectre au temps.

### 3.4.3.4 Calcul du temps de cohérence moyen expérimental

#### a) Relation temps-fréquence pour le calcul du temps de cohérence des speckles

Pour déduire le temps de cohérence moyen de la mesure des largeurs spectrales que nous venons de présenter, nous reprenons l'expression du rapport de proportionnalité qui existe grâce au couplage temps-fréquence. Pour un temps  $\Delta T = \tau_c$  on a alors :

$$\tau_c \approx \frac{2\pi c}{\lambda_0^2 \ln 2} \frac{F^2 \tau_0^2}{\sqrt{F^2 - 1}} \Delta\lambda_{2\omega} \quad (3.35)$$

Grâce à cette relation entre la largeur spectrale du signal de second harmonique que nous mesurons et le temps, nous pouvons en déduire l'histogramme expérimental du temps de cohérence  $\tau_c$  des speckles. On obtient ainsi la répartition statistique du temps de cohérence des speckles. On peut également en déduire le temps de cohérence moyen des speckles. Un exemple de résultat obtenu est présenté sur la figure 3.36 pour  $F=18$ .

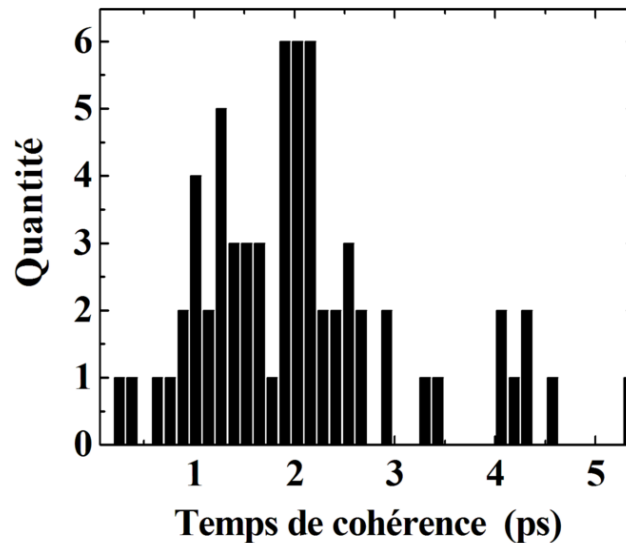


FIG. 3.36 – Histogramme expérimental du temps de cohérence des speckles, mesuré pour un facteur d'étalement  $F=18$ .

Malheureusement, nous avons vu dans les différents paragraphes précédents, que la mesure était limitée par une résolution spectrale qui dépend de la durée des impulsions utilisées. Il se peut alors que pour certains speckles, la résolution spectrale soit atteinte. La relation de proportionnalité ne pourra donc plus s'appliquer et la déduction du temps de cohérence moyen ne pourra donc pas être aussi évidente. Nous devons donc connaître parfaitement l'influence

de cette résolution spectrale de la mesure sur l'estimation du temps de cohérence.

### b) Comparaison à la résolution limite

Nous avons donc tracé l'évolution de la valeur moyenne du temps de cohérence des speckles données par les histogrammes expérimentaux en fonction du facteur d'étirement, comme dans le cas précédent des largeurs spectrales. On obtient le graphique 3.37.

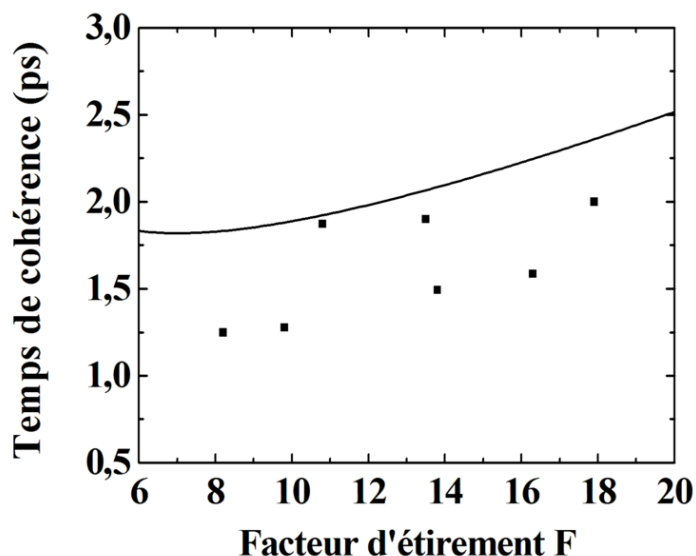


FIG. 3.37 – Evolution du temps de cohérence moyen des speckles en fonction du facteur d'étirement. En points : valeurs expérimentales calculées à partir de la relation de proportionnalité. En trait continu : résolution temporelle limite, fixée par les paramètres de l'expérience.

La courbe continue que nous avons également tracée est donnée par la résolution limite temporelle de l'expérience fixée par la théorie.

On remarque alors que la plupart des temps de cohérence moyens donnés par la mesure sont inférieurs à ceux donnés par la résolution limite théorique. Les points expérimentaux donnent des valeurs proches de 1,5 ps, ce qui correspondrait au temps de cohérence moyen attendu ( $\tau_{c_{theo}} = 1,4$  ps), alors que la résolution limite se situe plutôt aux alentours de 2 ps.

On constate également que l'évolution des valeurs expérimentales avec le facteur d'étirement semble être la même que celle donnée par la résolution limite théorique. Or, le temps de cohérence est une valeur intrinsèque à la source, qui n'est pas sensée changer en fonction des paramètres de mesure. On comprend alors que cette mesure nous donne finalement la mesure de la résolution limite que nous avons évaluée théoriquement. Le décalage entre les points et la courbe théorique est certainement dû à la modulation de phase qui n'est pas prise en

compte.

Nous avons donc la confirmation que les conditions de l'expérience ne sont pas adaptées pour la mesure du temps de cohérence. Cela implique que la relation de proportionnalité qui lie le temps à la longueur d'onde ne peut pas être utilisée. Cela nous conduit à remarquer que la durée de l'impulsion sonde que nous utilisons n'était pas adaptée pour cette mesure. Si nous avions pu utiliser une sonde de durée initiale plus courte pour changer de régime de fonctionnement, il aurait été possible d'utiliser la relation directe temps-fréquence pour la source lissée que nous utilisons.

Cela nous permet malgré tout de déterminer un ordre de grandeur du temps de cohérence moyen qui correspond tout à fait à celui mesuré par la méthode intégrée en temps présentée dans le chapitre 2.

### 3.4.3.5 Conclusion

L'expérience pompe-sonde à couplage temps-fréquence présentée dans la partie 3.3 a donc été utilisée pour une première étude des propriétés temporelles des speckles. Nous l'avons réalisée pour la mesure du temps de cohérence des speckles délivrés par notre source lissée.

Nous avons alors obtenu différents histogrammes expérimentaux. Les premiers ont été ceux des largeurs spectrales  $\Delta\lambda_{2\omega}$  des speckles spectraux mesurés au niveau du signal de second harmonique obtenu. A partir de ces premiers histogrammes, mesurés pour différentes valeurs d'étirement, nous en avons déduit les histogrammes du temps de cohérence. Ainsi, nous avons pu comparer les valeurs expérimentales des valeurs moyennes du temps de cohérence, aux valeurs données par la résolution limite de l'expérience.

Que ce soit par l'approche analytique ou numérique, il s'est alors avéré que nos résultats expérimentaux sont inférieurs à la résolution spectrale et donc temporelle de la mesure. Dans toutes les configurations de mesure, la valeur moyenne expérimentale du temps de cohérence est inférieure à cette limite théorique.

C'est donc une conclusion très importante car on comprend alors mieux que les conditions expérimentales jouent un rôle prépondérant dans la validité de la mesure, ce que nous n'avions pas forcément envisagé au départ.

Nous avons alors compris que le fonctionnement du couplage temps-fréquence dans ce type

d'expérience pompe-sonde, quelle qu'elle soit, n'est pas aussi simple. Il ne suffit pas d'appliquer la relation de proportionnalité  $\lambda = \beta t$  pour déduire, dans notre cas, le temps de cohérence des speckles.

En ayant maintenant approfondi la compréhension du fonctionnement de cette méthode à couplage temps-fréquence, nous pouvons l'appliquer à la mesure du temps de vie des speckles. Nous verrons alors pourquoi, dans ce cas précis, la limite fixée par la résolution spectrale joue un rôle moins important que pour la mesure du temps de cohérence.

Pour cette nouvelle mesure temporelle, le principe reste alors le même. La proportionnalité entre la longueur d'onde et le temps est valable. Nous allons donc présenter dans la partie qui vient les résultats obtenus.

### 3.4.4 Mesure statistique du temps de vie des speckles

Si l'expérience mise en place pour la mesure du temps de vie reste la même que pour celle du temps de cohérence, on soulignera que l'interprétation du spectre expérimental obtenu est différente.

Pour le temps de cohérence, nous fixons une position  $y_0$  sur l'axe défini par la fente, puis nous mesurons la largeur spectrale du speckle sélectionné. Pour le temps de vie, nous sélectionnons également un point chaud et nous mesurons cette fois-ci le temps pendant lequel il est présent et se déplace. On "suit" le point chaud pendant son déplacement. La position sur l'axe  $Y$  sera donc différente à chaque instant. Le principe de la mesure de cette nouvelle caractéristique temporelle est illustré sur la figure 3.38.

Nous rappellerons un élément important que J. Garnier remarque dans l'étude théorique qu'il consacre au lissage [25], qui concerne l'ordre de grandeur du temps de vie des speckles. Le temps de cohérence moyen des speckles est fixé, comme nous l'avons vu, par la largeur spectrale de la source qui les génère. Si la source lissée possède une modulation de phase temporelle telle que celle qui peut être utilisée dans une méthode active de lissage (cf. chapitre 1), le temps de cohérence est fixe par la période de la modulation. D'après ses calculs, il apparaît que le temps de vie est supérieur ou égal au temps de cohérence. Cela peut se comprendre facilement, car en effet, le speckle peut très bien disparaître localement avec un temps d'extinction plus court que le temps pendant lequel il se déplace. Ce phénomène est fixé par les

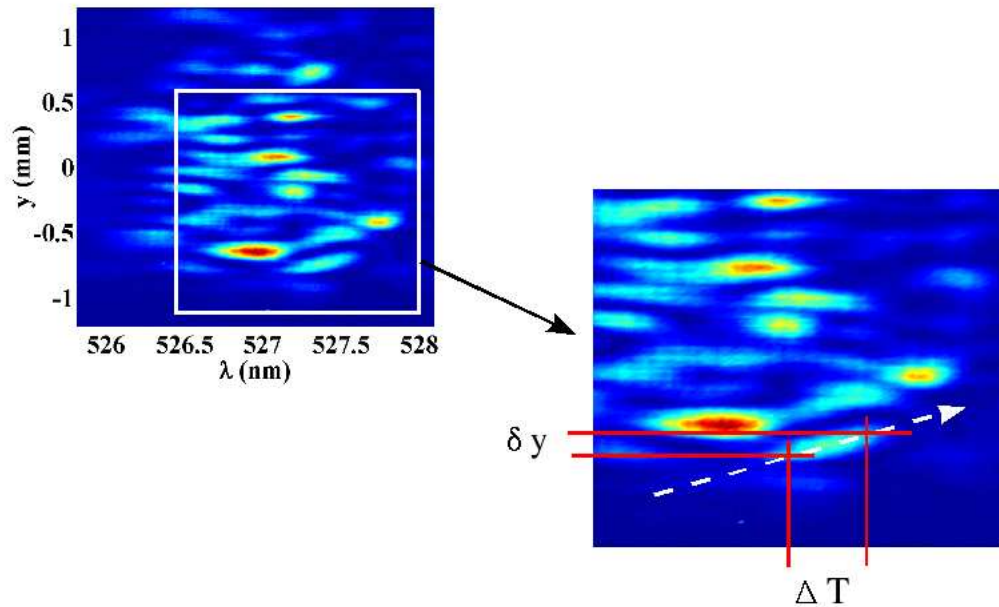


FIG. 3.38 – Principe général de la mesure du temps de vie des speckles à partir du résultat de mesure obtenu par l'expérience pompe-sonde mise en place. Le signal recueilli est toujours le spectre au second harmonique issu du mélange des deux sources.

conditions utilisées dans la méthode de lissage que l'on considère, ou simplement par la nature de la source lissée.

Nous allons donc consacrer cette partie à la mesure du temps de vie des speckles. La démarche que nous suivrons est la même que pour le temps de cohérence. Nous présenterons d'abord l'histogramme expérimental issu de la mesure du spectre du signal de second harmonique. Puis nous étudierons l'évolution des différentes grandeurs telles que la valeur moyenne et l'écart-type de ces histogrammes avec le facteur d'étirement. Ceci nous permettra alors de déterminer si le temps de vie est une grandeur propre à la source, qui n'est donc pas sensé changer. Et nous finirons par l'évolution de la valeur moyenne du temps de vie mesurée en fonction de la taille des speckles. Nous aurons alors parfaitement caractérisé les propriétés temporelles des speckles générés par notre source lissée.

#### 3.4.4.1 Histogramme expérimental du temps de vie de speckles

Nous présentons donc sur la figure 3.39, le résultat principal, obtenu pour le facteur d'étirement le plus important avec lequel nous avons travaillé ( $F=18$ ).

Cet histogramme est obtenu avec la même méthode de traitement d'images que celle présentée dans le cas de la mesure du temps de cohérence. Le programme de traitement,

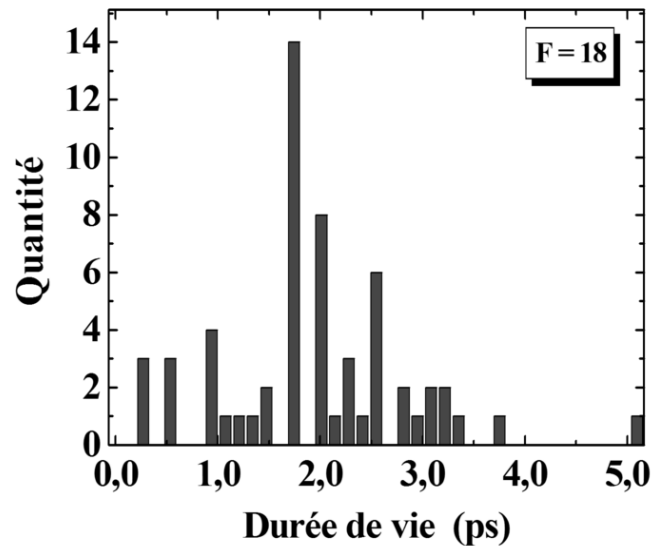


FIG. 3.39 – Histogramme expérimental du temps de vie des speckles, mesuré pour un facteur d'étirement  $F=18$ .

écrit sous Matlab, permet de détecter un maximum local qui apparaît sur le spectre mesuré. Une fois ce maximum repéré, le programme permet de déterminer l'instant d'après s'il existe encore un maximum local (on rappelle que l' "instant d'après" correspond à une position sur le spectre en longueur d'onde). Si oui, on considère que c'est le même point chaud qui s'est simplement déplacé le long de l'axe  $Y$ . On suit ainsi le point chaud détecté le plus longtemps possible. A partir du moment où le programme ne détecte plus de maximum local, on considère que le speckle s'est éteint. On obtient ainsi une "longueur spectrale" pendant laquelle le point chaud étudié s'est déplacé. Grâce à la correspondance temps / fréquence que nous avons établie précédemment dans la partie théorique, on en déduit le décalage temporel  $\Delta T$  auquel cette distance spectrale correspond et ainsi, on obtient une mesure du temps de vie de ce point chaud particulier. On réalise ensuite la mesure sur chaque point chaud spectral détecté, et on forme ainsi l'histogramme que nous présentons en figure 3.39.

On constate malheureusement que l'histogramme est assez épuré, puisqu'il ne fait apparaître au total que quelques dizaines de points chauds détectés. Cela s'explique car les spectres mesurés, comme nous avons déjà pu le voir, ne sont constitués que de très peu de points chauds importants. La statistique de la mesure est donc limitée car la source n'émet que quelques speckles en moins de 10 ps. On aurait cependant pu améliorer la mesure en faisant l'étude sur plusieurs images expérimentales.



Dans le cas de cette mesure, nous considérons que nous ne sommes pas limités par la résolution spectrale liée à la mesure codée en temps. En effet, étant donné que le speckle s'est déplacé au cours du spectre, il possède un temps de vie supérieur au temps de cohérence. Ce temps de vie devrait donc être supérieur au temps de cohérence limité fixé par la résolution, comme l'illustre la figure 3.40.

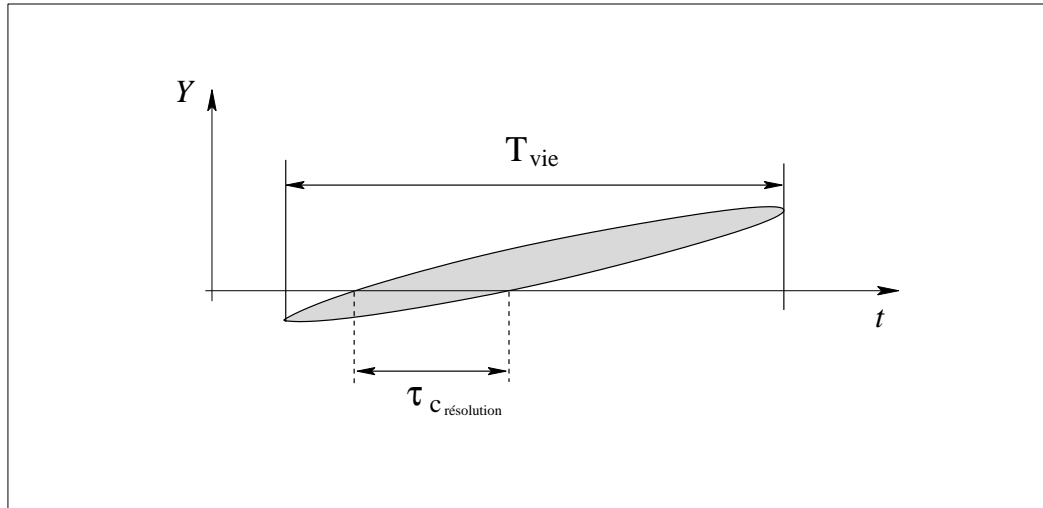


FIG. 3.40 – Comparaison entre le temps de vie et le temps de cohérence limite. La mesure du temps de vie n'est pas limitée par le fonctionnement de l'expérience mais simplement par la calibration de la caméra CCD.

La seule limite de résolution semble donc être celle fixée par la calibration de la caméra CCD d'acquisition. Si par contre, comme dans le cas de la mesure de cohérence, on constate une modification du temps de vie mesuré avec les paramètres de l'expérience, cela voudra dire qu'on est aussi limité par la résolution temporelle.

Enfin, on notera que cet histogramme est celui du temps de vie mesuré à mi-hauteur et pour un facteur d'étirement donné. La mesure dans ce cas précis est peut-être différente dans une autre configuration. Nous allons donc étudier l'évolution des valeurs moyennes et des écart-types donnés par ces histogrammes en fonction du facteur d'étirement et de la taille des speckles. Nous verrons donc si le temps de vie dépend de la mesure ou pas.

#### 3.4.4.2 Valeur moyenne et écart-type du temps de vie en fonction du facteur d'étirement

Grâce au programme de traitement d'images, on peut connaître la "longueur" spectrale  $\delta\lambda_{2\omega_{vie}}$  pendant laquelle le point chaud s'est déplacée. Observons alors l'évolution de la durée de vie à partir de ce résultat, sans introduire la relation temps / fréquence théorique que nous

avons calculée. Ainsi, on se contente simplement de présenter la mesure en pixels. On obtient le graphique de la figure 3.41.

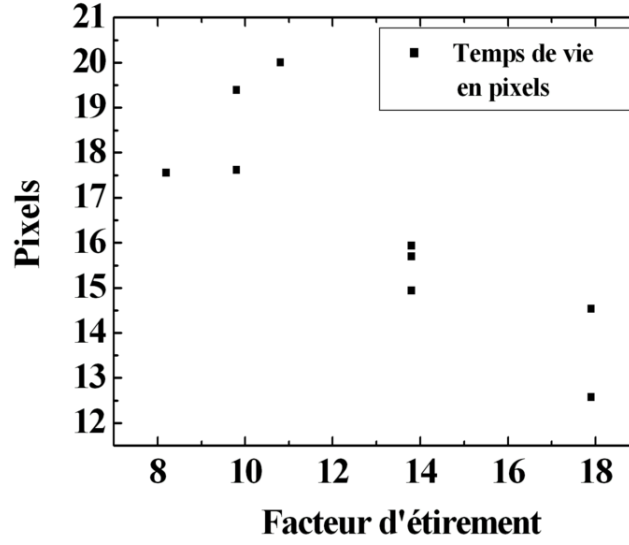


FIG. 3.41 – Evolution du temps de vie exprimé en nombre de pixels, en fonction du facteur d'éirement.

On constate alors une diminution de la valeur du temps de vie en pixels, alors que le temps de vie en picosecondes augmente. Qu'est-ce qui explique que le temps de vie augmente alors que le décalage spectral exprimé en pixels qui lui correspond diminue? Cela se justifie en reprenant cette fois-ci la relation temps / fréquence que nous avons introduite précédemment.

On rappelle que :

$$\Delta T = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2 \ln 2} \frac{F^2 \tau_0^2 + \tau_c^2}{\sqrt{F^2 - 1}} \delta \lambda_{2\omega_{vie}} \quad (3.36)$$

On introduit alors le facteur de proportionnalité  $\beta_{F_\lambda}$  pour une valeur de  $F$  donnée tel que :

$$\beta_{F_\lambda} = \frac{\lambda_0^2 \ln 2}{2\pi c} \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{F^2 \tau_0^2 + \tau_c^2} = \frac{\delta \lambda_{2\omega_{vie}}}{\Delta T} \quad (3.37)$$

Si on suppose que le temps de vie des speckles est une grandeur intrinsèque à la source, que nous noterons  $T_{vie}$ , on a alors  $\Delta T = T_{vie}$  et donc :

$$\boxed{\delta \lambda_{2\omega_{vie}} = \beta_{F_\lambda} T_{vie}} \quad (3.38)$$

Par conséquent, comme  $\beta_{F_\lambda}$  est une fonction de  $F$  (éq. (3.)), on peut alors connaître l'évolution de la largeur spectrale  $\delta \lambda_{2\omega_{vie}}$  en fonction de  $F$  pour un temps de vie théorique

donné. Ceci nous permet alors de comparer la mesure des largeurs spectrales que nous avons faite dans le cas précis de notre source à cette courbe théorique. Nous obtenons donc le graphique 3.42. pour les différentes valeurs de  $F$  utilisées.

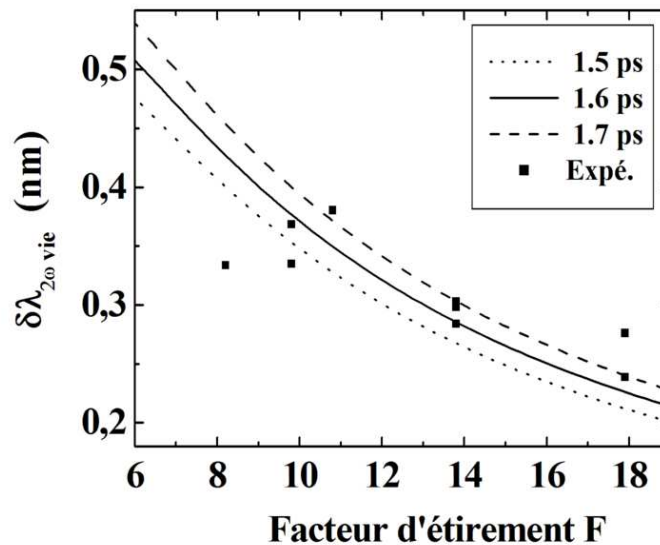


FIG. 3.42 – Evolution des largeurs spectrales  $\delta\lambda_{2\omega_{vie}}$  en fonction du facteur d'étirement. Les courbes théoriques sont obtenues pour trois valeurs de temps de vie théoriques différentes. Les points sont les valeurs expérimentales mesurées directement à l'aide du spectromètre imageur.

Les points expérimentaux sont obtenus à partir des valeurs en pixels que nous avons déjà présentées sur le graphique 3.41. Pour les obtenir, nous avons tenu compte du facteur de calibration en longueur d'onde de notre système de mesure (spectromètre + caméra CCD).

Nous avons tracé en trait continu la valeur de  $\delta\lambda_{2\omega_{vie}}$  obtenue pour le temps de vie théorique  $T_{vie} = 1,6$  ps. Nous avons également reporté sur ce graphique deux autres courbes théoriques pour  $T_{vie} = 1,5$  ps (en pointillés) et  $T_{vie} = 1,7$  ps (en tirets).

Nous constatons alors que l'évolution observée expérimentalement est conforme à ce que permet de prévoir la théorie pour ces trois valeurs de temps de vie. Nous pouvons alors conclure que le temps de vie des speckles générés par notre source est proche de 1,6 ps. On constate en effet que la plupart des points expérimentaux correspondent aux valeurs théoriques données pour 1,6 et 1,7 ps. Cependant, on remarque qu'aucune courbe théorique, valable pour un temps de vie fixé, ne coïncide avec tous les points expérimentaux à la fois. Cela signifie que le temps de vie semble évoluer avec la mesure.

Pour confirmation, nous pouvons donc tracer, sur le graphique 3.43, le temps de vie des speckles obtenu expérimentalement, en fonction du facteur d'étirement. On constate alors

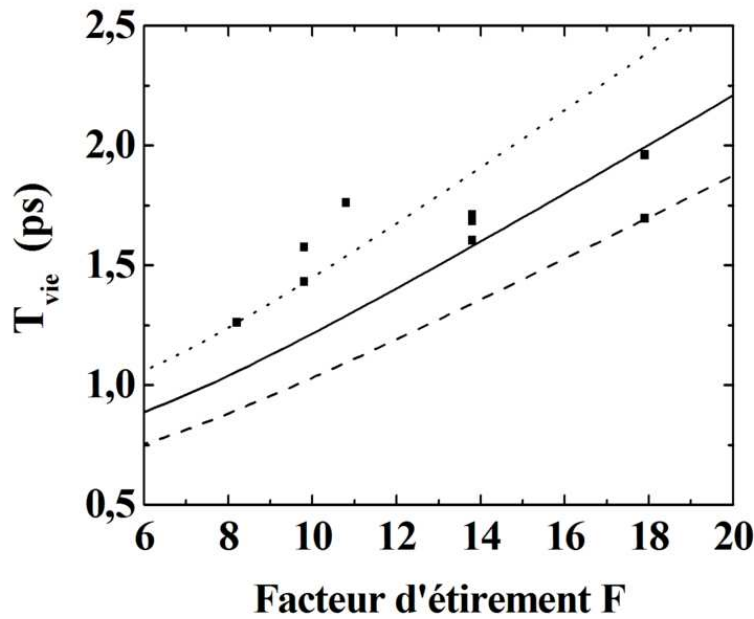


FIG. 3.43 – Evolution du temps de vie des speckles en fonction du facteur d'étirement. Cette courbe d'évolution permet de déduire le temps de vie moyen de la source. Les courbes sont tracées pour trois valeurs de temps de vie théorique : 1.45 ps pour  $F=10$  (pointillés), 1.7 ps pour  $F=18$  (tirets), et 2.0 ps pour  $F=18$ .

que le temps de vie évolue avec le facteur d'étirement. C'est effectivement ce que permet de prévoir la théorie. Cependant, si le temps de vie était bien une grandeur intrinsèque à la source, l'évolution aurait dû être celle représentée par les courbes en traits continus et discontinus. Ces trois courbes sont tracées pour trois valeurs de temps de vie théorique, fixées pour une valeur de  $F$  donnée. Or, nous constatons qu'aucun point expérimental ne suit l'évolution prévue sur toute la mesure. Par exemple, si le temps de vie avait été fixé par la source à 2 ps pour un étirement  $F = 18$  (courbe continue), tous les points expérimentaux obtenus pour les autres valeurs d'étirement auraient dû suivre cette courbe continue. On se rend compte que ce n'est pas le cas, et ceci quelque soit la valeur de temps théorique fixée (courbe en pointillés ou en tirets). Cela signifie donc que le temps de vie semble changer alors qu'on augmente le facteur d'étirement. On peut donc en conclure que la mesure est, encore une fois, limitée par la résolution spectrale de la technique pompe-sonde.

Cependant, il pourrait y avoir un autre phénomène qui limite la mesure, lié celui-ci simplement au traitement numérique des images obtenues. En effet, nous avons été vraiment limités par le niveau d'intensité du signal recueilli sur les deux caméras utilisées. C'est un élément très problématique car notre étude est essentiellement fondée sur les outils statistiques tirés

FIG. 3.44 – Ensemble des histogrammes obtenus dans le cas de la mesure à mi-hauteur, pour tous les facteurs d'étirement

d'histogrammes de distribution. Beaucoup d'images utilisées ne sont pas exploitables et seulement peu permettent d'obtenir de bons résultats. Dans la moitié des cas, l'histogramme des temps de vie n'est constitué que de 12 ou 8 voire 6 points, comme on peut le constater sur la figure 3.44. On voit qu'on ne peut faire une mesure valable que sur peu d'histogrammes.

Nous avons malgré tout pu extraire l'essentiel de l'information que nous cherchions à obtenir dans la mesure de temps de vie que nous avons mise en place, grâce à ceux qui étaient exploitables. Premièrement, nous avons pu observer, dans la limite de nos possibilités, une diminution de la largeur spectrale  $\delta\lambda_{2\omega_{vie}}$  proportionnelle au temps de vie, au fur et à mesure que l'on étire l'impulsion sonde. On a eu la confirmation de cette évolution à l'aide de l'approche théorique qui permettait de fixer un temps de vie théorique significatif de la source. Ceci nous a permis de constater que le temps de vie est une grandeur intrinsèque à la source qui est plus grande que le temps de cohérence. Cela rejoint ce qu'avait montré de façon théorique J. Garnier [25], et il nous semble important d'avoir pu le montrer.

#### 3.4.4.3 Evolution du temps de vie en fonction de l'intensité d'observation

Pour poursuivre cette étude du temps de vie des speckles, nous justifierons le choix de ne pas avoir présenté, comme à chaque fois, l'étude des largeurs à d'autres niveaux d'intensité que celle de la mi-hauteur du point chaud. Nous avons l'habitude de présenter les résultats réalisés pour des niveaux d'intensité de  $0,6$  ou  $0,7 I_0$  voire plus. Malheureusement, comme on pouvait déjà le constater sur l'histogramme présenté en figure 3.44, il est encore moins possible à ces niveaux d'intensité d'obtenir un histogramme représentatif de la statistique. Cela se traduit par des histogrammes formés d'à peu près autant de points mais dont la valeur centrale semble se rapprocher du zéro au fur et à mesure qu'on augmente le niveau d'intensité. Pour illustrer cela, nous avons tracé sur la figure 3.45 un exemple d'histogramme obtenu pour l'étirement maximum ( $F = 18$ ) à 65%, 70%, ou 80%.

On remarque également que la forme générale de l'histogramme n'est plus une courbe symétrique centrée autour d'une valeur moyenne mais plutôt de tendance décroissante. Le calcul de la valeur moyenne du temps de vie doit donc être interprété avec précaution. Nous avons donc tracé l'évolution du temps de vie en fonction du niveau d'intensité. Le résultat est présenté sur le graphique de la figure 3.46. Il montre alors une diminution du temps de vie

FIG. 3.45 – Exemple d’histogrammes obtenus pour différents niveaux d’intensité de mesure. Cas pour  $F=18$

au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'intensité crête. Cela nous permet simplement de connaître la forme temporelle des speckles.

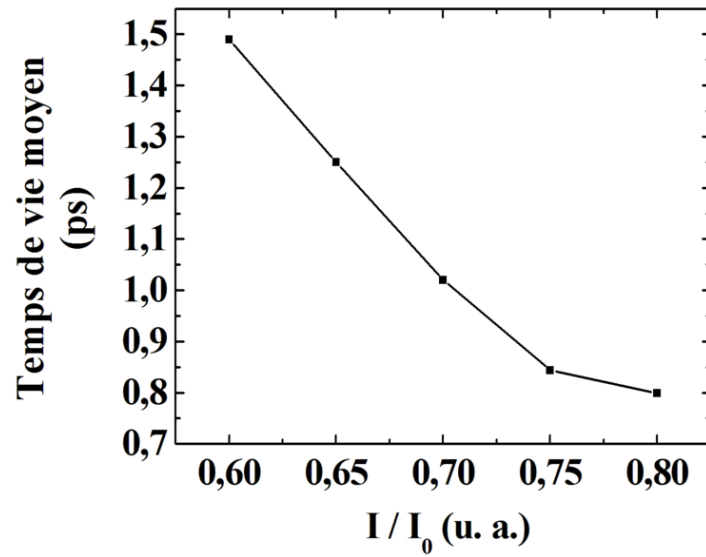


FIG. 3.46 – Evolution du temps de vie en fonction du niveau d'intensité de mesure.

Cependant, la source que nous avons utilisée pour la mesure du temps de vie délivrait des speckles de dimension moyenne fixée par le diamètre de la source. Dans ce cas,  $D=2,5$  mm donc la dimension au premier zéro des speckles est  $134 \mu\text{m}$ . Le diamètre de la source étant variable, nous pourrions faire évoluer la dimension moyenne des speckles générés.

On peut alors se poser la question de savoir si le temps de vie des speckles change en fonction de leur taille. C'est le sujet de la partie qui vient.

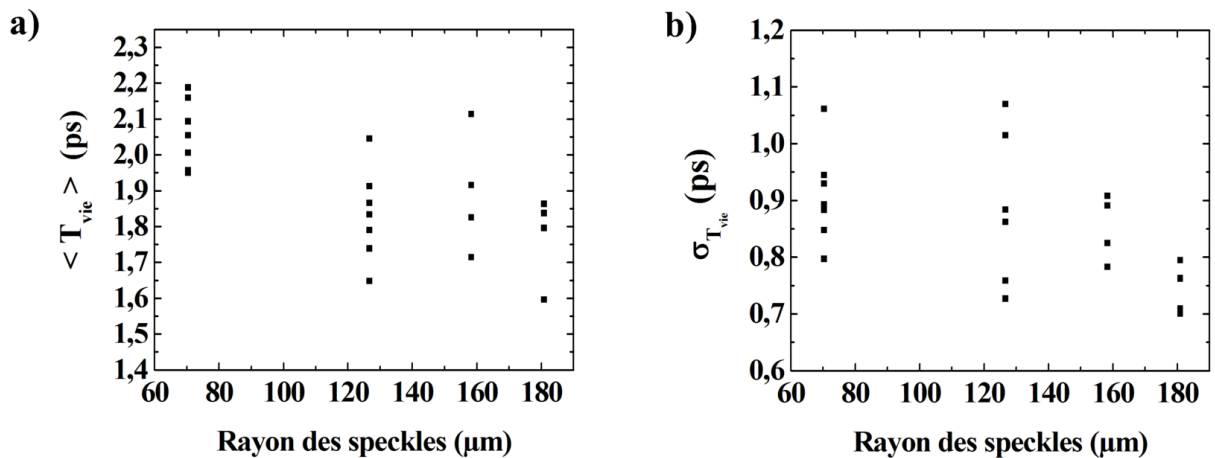


FIG. 3.47 – Evolution du temps de vie (a) et de son écart-type associé (b) avec la taille des speckles générés.



#### 3.4.4.4 Evolution du temps de vie en fonction de la taille des speckles

Nous présentons sur la figure 3.47 les résultats obtenus pour la valeur moyenne du temps de vie ainsi que pour l'écart-type des histogrammes obtenus pour les différentes tailles de speckles.

On peut simplement dégager une tendance générale. Il semble que le temps de vie moyen et l'écart-type des histogrammes que nous avons obtenus dans chaque cas diminue légèrement en fonction de la taille des speckles. Cependant, nous ne pouvons pas faire de comparaison à quelque élément théorique que ce soit car, à notre connaissance, aucun n'évoque de dépendance du temps de vie avec la taille des speckles.

Nous considérerons alors que ce résultat est un premier élément de réponse mais qu'il faut traiter avec précaution.

#### 3.4.5 Conclusion

Nous avons ainsi développé une expérience pompe-sonde dont le but est de mesurer le mouvement des speckles dans une direction transverse. Cette expérience passe par la mesure du spectre du signal de second harmonique obtenu par le mélange de la source lissée, dont le temps de cohérence est proche de 1.4 ps, avec une impulsion sonde étirée en temps, dont la durée initiale est plus courte que le temps de cohérence. Il s'est avéré, en traitant les images obtenues pour les différentes valeurs d'étirement, que cette mesure permettait en premier lieu d'extraire le temps de cohérence des speckles.

Nous avons présenté les outils théoriques qui nous ont permis de traiter ce problème. Nous avons remarqué que la largeur spectrale des points chauds mesurés dépend de deux grandeurs importantes : le rapport  $\alpha$  des durées d'impulsion de la source lissée et de la sonde comprimée, et le facteur d'étirement qui détermine le nombre de speckles que l'on veut observer au cours du temps. Nous avons donc pu en dégager trois régimes de fonctionnement. Grâce à cela, nous avons pu déterminer dans quelles conditions a été réalisée cette mesure, connaissant les durées de nos sources et les facteurs d'étirement que nous avons choisis. Nous savons donc que, dans notre cas, la durée minimale de la largeur spectrale des speckles dépend du facteur d'étirement.

Du point de vue expérimental, nous avons alors mesuré la largeur spectrale de chaque point

chaud qui compose le spectre obtenu, quelque soit le facteur d'étirement, et nous avons ainsi pu établir l'histogramme des largeurs spectrales des speckles pour le comparer ensuite aux valeurs que donne la théorie. Ensuite, de cet histogramme des largeurs spectrales, nous avons voulu en déduire l'histogramme du temps de cohérence des speckles mesurés. Ainsi, nous avons pu mesurer la valeur moyenne et l'écart-type du temps de cohérence donné par les différents histogrammes obtenus pour différentes valeurs d'étirement. Il apparaît alors que les résultats obtenus sont en dessous de la résolution temporelle limite de l'expérience pompe-sonde mise en place. En effet, les durées d'impulsion de chaque source utilisée n'étaient pas adaptées pour s'affranchir de ce problème. Il aurait fallu avoir à notre disposition un laser de sonde délivrant des impulsions beaucoup plus courtes pour pouvoir augmenter le rapport  $\alpha$ . En diminuant la durée d'impulsion sonde, nous aurions donc pu reconstruire l'histogramme des temps de cohérence en étant sûr de s'être affranchi de la résolution liée à la technique pompe-sonde.

Cette déconvenue est malgré tout bénéfique car elle nous a permis d'approfondir la compréhension du phénomène mis en œuvre, et devrait alors permettre de pouvoir envisager la réalisation d'une nouvelle expérience du même type, avec des caractéristiques de fonctionnement différentes pour obtenir de meilleurs résultats.

Par contre, cette technique de mesure nous a permis de caractériser pour la première fois, à notre connaissance, le temps de vie des speckles. Cette grandeur temporelle diffère du temps de cohérence car elle tient compte du mouvement des speckles pendant l'impulsion. C'est précisément grâce à cette technique à couplage temps-fréquence, que la mesure du mouvement des speckles est possible.

Nous avons ainsi constaté, comme le prévoyait la théorie, que le temps de vie est supérieur au temps de cohérence, dont nous connaissons assez précisément la valeur moyenne (cf. chapitre 2). Les différentes mesures donnent un temps de vie proche de 1,6 voire 1,7 ps, alors que le temps de cohérence moyen est proche de 1,4 ps. Cependant, nous avons pu constater que cette valeur du temps de vie n'est pas constante au fur et à mesure que l'on augmente la durée de l'impulsion sonde. Cela signifie donc que la mesure est tributaire des paramètres expérimentaux. La résolution temporelle de l'expérience, fixée par le rapport des durées des impulsions, entre malheureusement en jeu. On en arrive donc à la même conclusion que pour le temps de cohérence : pour obtenir une meilleure mesure des temps caractéristiques des

speckles, il aurait fallu une impulsion sonde beaucoup plus courte. Cet inconvénient nous a malgré tout permis de comprendre finement le fonctionnement de l'expérience pompe-sonde mise en place.

L'étude résolue en temps des propriétés temporelles des speckles générés par notre source est donc complète. Grâce à l'expérience d'auto-corrélation présentée au chapitre **2**, nous avons pu évaluer d'une première façon le temps de cohérence moyen des speckles. L'expérience que nous venons de présenter quant à elle, a permis d'obtenir une mesure de l'évolution temporelle des speckles résolue en temps. Nous en avons déduit l'histogramme du temps de cohérence ainsi que l'histogramme du temps de vie. Il reste alors à caractériser le troisième aspect qui décrit les speckles générés par une source lissée, à savoir, leur mouvement.

Nous allons donc terminer ce troisième chapitre par la mesure des vitesses transverses des speckles. Nous utiliserons à nouveau la technique à couplage temps-fréquence pour évaluer le déplacement des speckles au cours du temps. Nous en déduirons ainsi leur vitesse dans une direction privilégiée.

### **3.5 Mesure des propriétés spatio-temporelles des speckles**

Dans cette partie, nous allons aborder l'étude de la même façon que dans la partie précédente. Après avoir présenté le principe de l'expérience, nous allons présenter les outils nécessaires à la compréhension du phénomène puis nous aborderons ensuite l'étude expérimentale à proprement parler. La mesure des vitesses transverses des speckles suit la même démarche que pour le temps de vie : il s'agit non plus de se placer en un point de l'espace, là où un point chaud est présent, mais de suivre ce point chaud dans l'espace, au cours du temps. Dans le cas de la mesure du temps de vie, nous nous intéressons seulement au temps pendant lequel le point chaud se déplace, et dans le cas de la mesure de vitesse, nous regarderons aussi la distance que ce point chaud a parcouru pendant son mouvement. Nous en déduirons alors sa vitesse transverse.

### 3.5.1 Principe de la mesure

Pour la mesure des vitesses, le principe général est rappelé sur la figure 3.48.

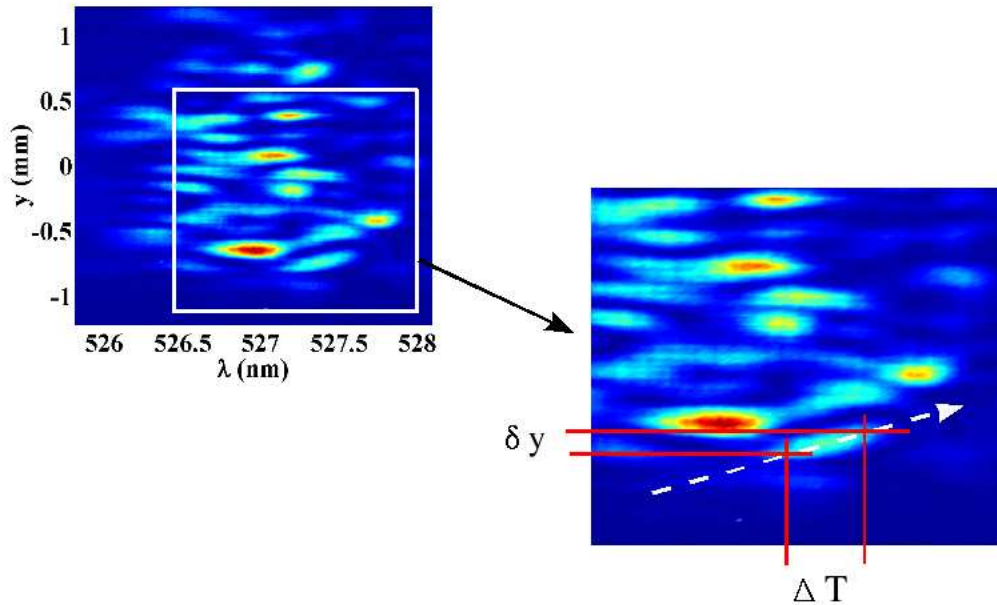


FIG. 3.48 – Principe général de la mesure du mouvement des speckles à partir du résultat de mesure obtenu par l'expérience pompe-sonde mise en place. Le signal recueilli est toujours le spectre au second harmonique issu du mélange des deux sources.

Comme le montre cette figure, on "suit" un point chaud qui se déplace pendant un temps  $\Delta T$ , équivalent à une largeur spectrale  $\delta\lambda$ , sur une distance  $\delta y$ .  $\Delta T$  se déduit de  $\delta\lambda$  par la relation simple de proportionnalité. La vitesse selon la direction  $y$  sera notée  $v_y$  et se calcule directement par le quotient  $\frac{\delta y}{\Delta T}$ . On notera ici que la valeur de  $\Delta T$  sur laquelle on "suit" le speckle est bien plus grande que le temps de vie et le temps de résolution. Il semble donc que dans le cas de la mesure des vitesses, on ne soit pas limité par la résolution liée aux paramètres expérimentaux.

La relation temps-fréquence étant connue, nous pourrions réaliser, comme pour la taille ou la durée des speckles, une étude de la distribution des vitesses transverses autour de leur valeur moyenne. La fonction de densité de probabilité théorique de cette grandeur est connue [4] (cf. chapitre 1). Nous ferons un bref rappel des outils théoriques utilisés dans la partie qui vient.

Ainsi, la caractérisation des speckles générés par une source lissée sera complète, puisque

le mouvement des speckles est le seul phénomène qui, à notre connaissance, n'a jamais été étudié expérimentalement.

### 3.5.2 Rappels de théorie

Dans son étude théorique consacrée à l'étude des propriétés statistiques des speckles générés par une source lissée [4], J. Garnier propose une fonction de densité de probabilité (FDP) permettant de décrire les vitesses transverses ou longitudinales des speckles générés par une source, quelle que soit sa méthode de lissage. Voyons alors que vaut cette FDP dans le cas précis de notre source.

Comme nous l'avons vu dans la partie **3.2**, la FDP fait intervenir la fonction d'auto-corrélation (FA)  $\gamma$  de la source lissée étudiée, que nous nommerons  $C(\rho, \tau, z)$ , pour rester homogène avec les notations utilisées par J. Garnier [4]. Il faut donc exprimer de façon rigoureuse la FA qui décrit le mieux notre source lissée. Nous avons vu dans la partie **3.2** que la FA spatiale pour notre source s'écrit :

$$C(\rho) = \gamma(\rho) = 2 J_{1_{card}} \left( 2 \times 1, 22\pi \frac{\rho}{\rho_c} \right) \quad (3.39)$$

En admettant que la FA totale de notre source s'écrit comme le produit des FA en fonction de chaque variable, on obtient alors :

$$C(\rho, \tau, z) = C(\rho) C(\tau) C(z) \quad (3.40)$$

$C(\rho)$  étant connue, il nous faut donc donner une expression des FA selon  $z$  et selon  $\tau$  qui décrive le mieux la source MUSE. Dans l'étude que nous menons, nous n'accédons à aucune mesure de cohérence longitudinale, suivant  $z$ . Nous ne chercherons donc pas à donner une expression pour  $C(z)$ . Par contre, la fonction d'auto-corrélation temporelle  $C(\tau)$  peut être connue assez facilement. Dans le cas particulier de notre source, elle a même été mesurée (cf. chapitre **2**). En effet, dans la partie théorique précédente, nous avons défini le champ électrique  $E_M(t)$  de la source MUSE en fonction du temps comme une exponentielle de largeur à mi-hauteur  $\tau_c$ . La FA étant définie de façon générale pour le champ  $E(U)$  comme :

$$C(U) = \langle E(U)E^*(-U) \rangle \quad (3.41)$$

on en déduit que la FA temporelle décrivant la source MUSE s'écrit :

$$C(\tau) = \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{t}{\tau_c} \right)^2 \right] \quad (3.42)$$

Connaissant les FA spatiale transverse et temporelle de notre source, et étant donné qu'on peut séparer les variables, on peut calculer la FDP des vitesses transverses  $v_x$  suivant la direction  $x$  d'après la relation suivante (cf. chapitre 1) :

$$p_{I_0}(v_x) = \frac{\sqrt{I_0}v_0^2}{\sqrt{\pi}(2\alpha_x v^2 + v_0^2)^{3/2}} \exp \left( -\frac{I_0 v^2}{2\alpha_x v^2 + v_0^2} \right) \quad (3.43)$$

Cette FDP décrit la distribution des vitesses transverses des speckles d'intensité  $I_0$ , dans la direction  $x$ , et fait apparaître plusieurs termes :

$$\begin{cases} v_0^2 &= |C_{tt}/C_{xx}| \\ \alpha_x &= (C_{xxxx}/C_{tt} - 1)/2 \end{cases}$$

$C_{xx}$  et  $C_{xxxx}$  sont les dérivées seconde et quatrième respectivement, par rapport à la variable  $x$ .  $C_{tt}$  est la dérivée seconde par rapport au temps.  $v_0$  représente une vitesse fixée par les fonctions d'auto-corrélation spatiale et temporelle, et  $\alpha_x$  est une valeur réelle positive pour un type de source.

Pour tenir compte de tous les points chauds sondés, nous intégrons sur l'intensité  $I$ . On obtient ainsi la FDP des vitesses transverses de tous les speckles mesurés :

$$P(v_x) = \int_I p_I(v_x)p(I)dI \quad (3.44)$$

Nous avons donc tracé sur la figure 3.49, l'évolution théorique attendue de la FDP des vitesses transverses, pour le cas précis de notre source lissée.

On constate que la vitesse transverse moyenne des speckles est nulle. Cela peut s'expliquer car la méthode de lissage qui est mise en œuvre dans cette source n'est pas une technique

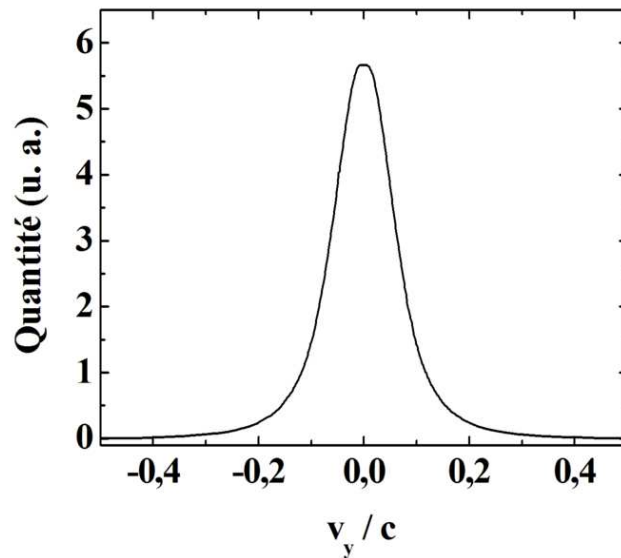


FIG. 3.49 – Fonction de densité de probabilité théorique des vitesses transverses des speckles générés par la source MUSE.

utilisant un élément disperseur tel qu'un réseau de diffraction. Il s'agit d'une source à modulation de phase spectrale aléatoire, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, il n'y a donc aucune raison que les speckles possèdent un mouvement global latéral. Si la technique de lissage avait été celle du SSD-1D, qui utilise un réseau de diffraction, on aurait pu observer un mouvement transverse moyen et donc on aurait obtenu une vitesse moyenne non nulle sur la courbe théorique. Mais ici, ce n'est pas le cas.

On remarque également que malgré tout, pour certains points chauds moins nombreux, la vitesse transverse n'est pas nulle. En effet, cet histogramme est caractérisé par une largeur, un "écart-type" assez important. Il est important car il est présenté sur le graphique en multiple de  $c$ , la vitesse de la lumière. On constate donc que certains speckles ont une vitesse transverse théorique pouvant atteindre  $0,3c$ . Cela se traduit donc par un déplacement de plusieurs dizaines de microns en une picoseconde. C'est un mouvement très rapide, car le déplacement correspondant est alors du même ordre de grandeur que le rayon des speckles.

La méthode de mesure mise en place pour les propriétés temporelles devrait donc nous permettre d'obtenir une valeur expérimentale de la distribution des vitesses transverses.

### 3.5.3 Histogramme expérimental des vitesses transverses des speckles

Dans l'étude du temps de vie des speckles, comme nous l'avons expliqué, on suit tous les points chauds pendant leur déplacement. Le temps de vie correspond au temps pendant lequel ils se sont déplacés. Pour la vitesse des speckles, nous tenons compte aussi du déplacement réalisé pendant le mouvement. Il se déduit dans notre expérience par le décalage  $\delta y$  que l'on peut observer le long de la fente sur le spectre mesuré (cf. fig. 3.46). Pour obtenir la vitesse transverse dans la direction privilégiée de la fente, on calcule simplement le rapport  $\delta y/\Delta T$ .

Pour chaque point chaud détecté, nous réalisons cette mesure à l'aide du programme de traitement d'images, puis nous réalisons l'histogramme des vitesses de tous ces points chauds. On s'attend donc à trouver, comme il a été présenté dans la partie théorique, une distribution centrée a priori en 0 dans notre cas avec un écart-type important pouvant atteindre  $0,3c$ .

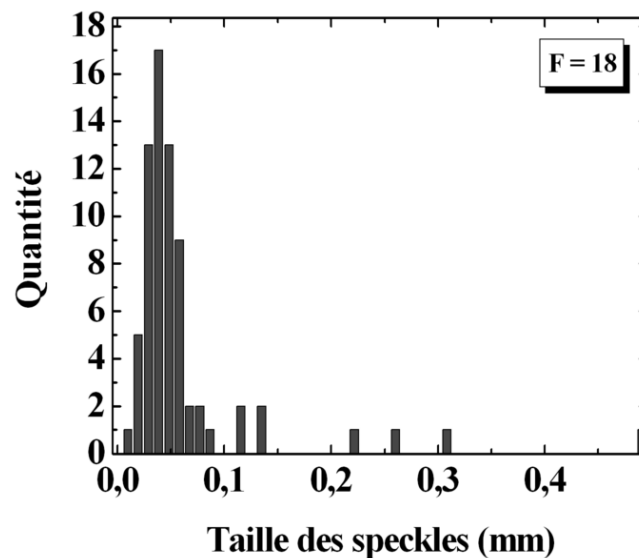


FIG. 3.50 – Histogramme de la taille transverse des speckles. Nous vérifions ainsi la calibration de la caméra.

#### a) Calibration en $y$

Nous allons tout d'abord vérifier que la mesure du déplacement le long de la fente ne soit pas faussée par la calibration de la caméra. Pour cela, nous mesurons la dimension des grains de speckles qui apparaissent sur le spectre expérimental. Comme nous connaissons leur taille, puisque nous l'avons mesurée dans la section 3.2, nous nous attendons à retrouver



une dimension moyenne du même ordre de grandeur. L'histogramme de la taille des speckles, mesurée par la méthode de l'impulsion à dérive de fréquence est présentée sur la figure 3.50.

Nous mesurons alors une valeur moyenne des tailles données par cet histogramme d'environ  $70 \mu\text{m}$ , pour tous les cas de figures, quelque soit le facteur d'étirement. Sachant qu'il s'agit d'une largeur à mi-hauteur, nous devons la comparer à la largeur à mi-hauteur de la fonction d'auto-corrélation (FA) expérimentale que nous avons obtenue dans le chapitre 2. Nous avons tracé sur la figure 3.51 la FA autour de la frange centrale. La largeur à mi-hauteur que nous mesurons est de l'ordre de  $78 \mu\text{m}$ , dans le cas du diaphragme de 2 mm de diamètre.

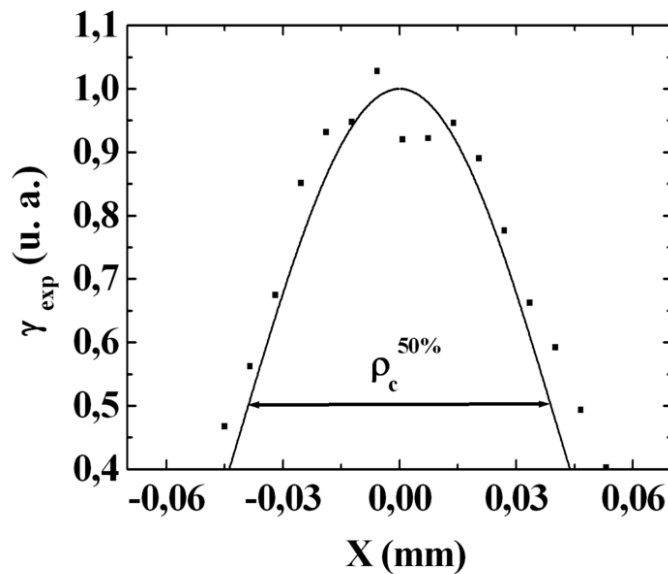


FIG. 3.51 – Mesure de la dimension transverse des speckles à mi-hauteur, d'après la fonction d'auto-corrélation expérimentale obtenue au chapitre 2.

Etant donné l'incertitude sur chacune des mesures, nous considérerons que les deux valeurs obtenues sont très proches et que la calibration de la caméra est correcte. Comme la calibration en longueur d'onde a déjà été faite, nous pouvons passer à la présentation des résultats des mesures de vitesses.

### *b) Résultat principal et comparaison à la FDP théorique*

Nous avons ainsi réalisé, comme dans chaque cas, la mesure des vitesses pour tous les facteurs d'étirement avec lesquels nous avons travaillé pour évaluer l'influence de la durée de l'impulsion sonde sur la mesure. Nous commencerons par présenter les résultats de la mesure à mi-hauteur, pour le facteur d'étirement maximum. L'histogramme expérimental est tracé

sur la figure 3.52.

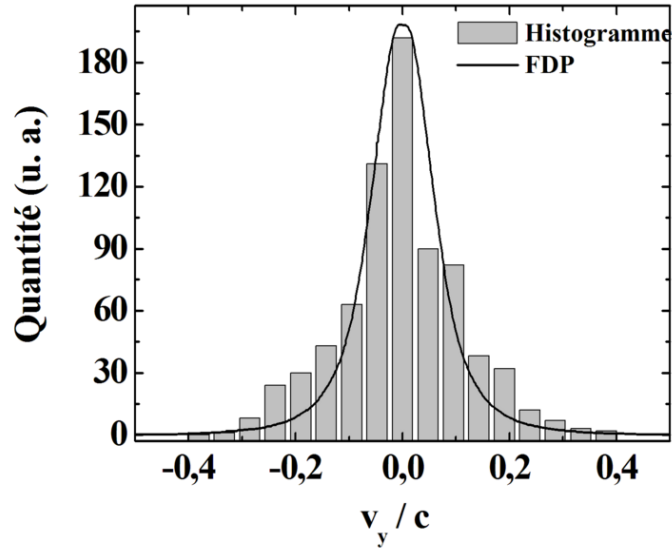


FIG. 3.52 – Histogramme expérimental des vitesses transverses des speckles mesurée à mi-hauteur, avec une impulsion sonde étirée d'un facteur  $F = 18$ . la courbe continue représente la fonction de densité de probabilité donnée par la théorie.

Nous avons également tracé sur ce graphique la FDP théorique des vitesses transverses, introduite précédemment. On constate alors un accord convenable entre l'histogramme mesuré et la théorie, malgré un léger écart vers le bas de la courbe. On constate que la valeur moyenne de cet histogramme est nulle, comme le prévoit la théorie, et l'écart-type de l'histogramme expérimental semble être du bon ordre de grandeur. Nous verrons par la suite une comparaison systématique de chaque grandeur mesurée (moyenne et écart-type) à la théorie.

Nous voyons dans l'expression de la FDP des vitesses (cf. paragraphe 3.5.2), qu'il n'y a aucun terme qui tient compte du niveau d'intensité où l'on fait la mesure ni de la durée de la sonde utilisée ou du facteur d'étirement. Cette FDP devrait donc être a priori constante, quelles que soient les conditions dans lesquelles nous avons réalisé la mesure. Le premier terme important est l'intensité  $I_0$  des points chauds que l'on étudie. Dans notre cas, il suffira juste d'intégrer la FDP  $p_{I_0}(v_y)$  sur toutes les intensités possibles. Les deux autres termes importants sont  $\alpha_y$  et  $v_0$ , qui ne dépendent que de la source lissée qui a généré les speckles que l'on étudie. Voyons alors en détail les caractéristiques de notre histogramme expérimental, et notamment son écart-type et sa valeur moyenne, et si elles correspondent aux valeurs données par la théorie.

### 3.5.4 Evolution de la moyenne et de l'écart-type des vitesses en fonction du facteur d'étirement

Premièrement, nous allons chercher à connaître l'évolution de la valeur moyenne des vitesses transverses avec le facteur d'étirement. Comme on l'a vu, il n'y a normalement aucune raison que la valeur moyenne évolue. Deuxièmement, nous avons donc voulu savoir si l'écart-type, qui semble être du bon ordre de grandeur pour le cas de l'étirement maximal, change au fur et à mesure que l'on étire l'impulsion sonde. La théorie présentée ne permet de prédire aucune tendance particulière.

#### 3.5.4.1 Valeur moyenne des vitesses

Pour chaque image recueillie, nous avons réalisé l'histogramme des vitesses transverses, au fur et à mesure que l'on allongeait l'impulsion sonde. Voici donc l'évolution de la valeur moyenne des vitesses transverses des speckles, représentée sur la figure 3.53.

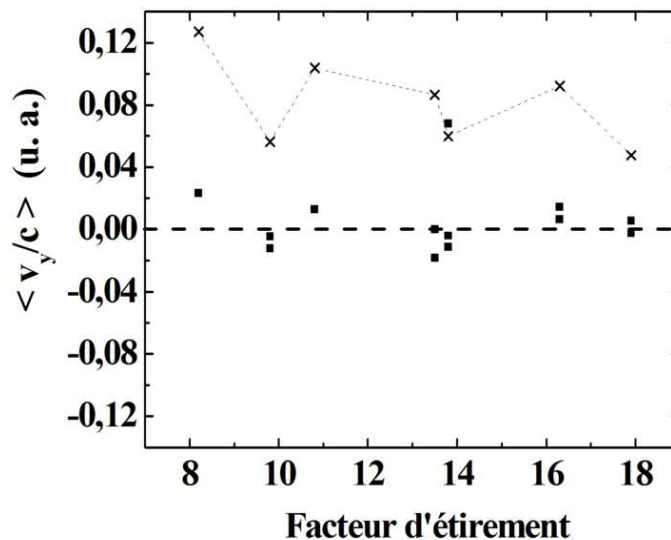


FIG. 3.53 – Evolution de la moyenne des vitesses transverses des speckles avec le facteur d'étirement. Les points sont les valeurs expérimentales ; les croix reliées par un trait discontinu représentent la valeur minimale mesurable. On constate que les valeurs mesurées sont nulles quelque soit  $F$ .

On note alors que de façon générale, la valeur moyenne des vitesses semble proche de zéro, malgré la présence d'un point à  $0,007c$ . Nous avons noté dans la partie consacrée à la mesure du temps de vie, la difficulté à traiter les images bruitées. Elles ne permettaient pas d'interpréter de façon systématique les résultats. La mesure des vitesses transverses quant à

elle ne semble pas affectée par ce problème.

De plus, dans tous les cas présentés, la valeur moyenne est inférieure à la plus petite valeur de vitesse mesurable (traits discontinus). Cette valeur minimale que peut prendre la vitesse est fixée par la résolution  $\delta y$  de la caméra dans la direction  $y$ . Sur une durée  $\Delta T$  donnée, la plus petite vitesse mesurable vaut alors  $v_{min} = \delta y / \Delta T$ . La vitesse moyenne mesurée étant dans chaque cas inférieure à cette valeur  $v_{min}$ , on peut dire qu'elle est nulle quel que soit le facteur d'étirement.

On peut alors conclure que la théorie développée par J. Garnier, qui permettait de décrire différentes sources de lissage, et notamment celles qui font appel à des techniques actives, permet aussi de décrire des sources du type de celle que nous utilisons, lissée de façon passive, ou pour être plus restrictif, à modulation de spectre aléatoire. Nous allons donc voir maintenant si l'évolution de l'écart-type des vitesses mesurées est elle aussi conforme à ce que donne la théorie.

### 3.5.4.2 Ecart-type des vitesses transverses

Sur le graphique 3.54 est représentée l'évolution de l'écart-type des histogrammes des vitesses que nous avons obtenus pour toutes les valeurs d'étirement utilisées dans le cas de l'expérience.

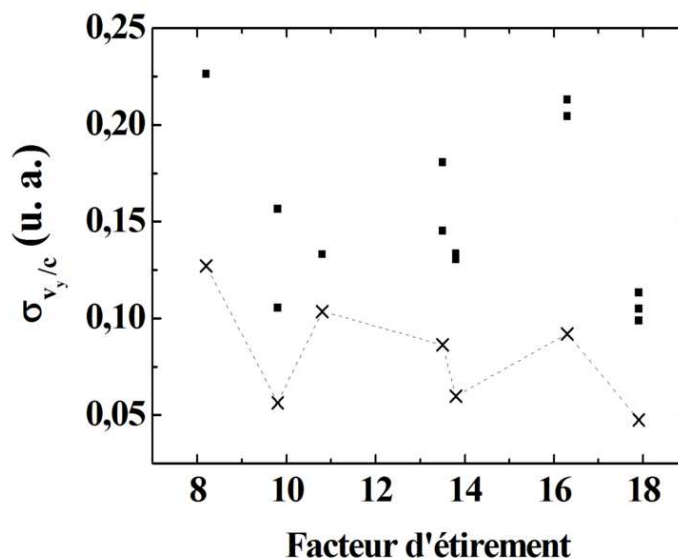


FIG. 3.54 – Evolution de l'écart-type des vitesses transverses des speckles avec le facteur d'étirement. Les points sont les valeurs expérimentales; les croix reliées par un trait discontinu représentent la valeur minimale mesurable. Les tirets discontinus servent simplement à guider l'œil.

On reporte également les plus petites valeurs de vitesse  $v_{min}$  que l'on peut potentiellement mesurer avec notre système d'observation, dans chaque configuration. On remarque alors que les points expérimentaux sont supérieurs à cette valeur minimale, ce qui nous permet de dire que la mesure est valable.

Nous n'avons cependant pas tracé de courbe théorique pour comparaison, car comme dans le cas des vitesses, l'écart-type a priori ne change pas en fonction des paramètres de la mesure. Nous constatons en effet que les points expérimentaux reportés sur le graphique de la figure 3.54 nous montrent que l'écart-type semble évoluer peu avec le facteur d'étirement, ou du moins ne pouvons-nous pas dégager d'évolution privilégiée. On pourrait malgré tout remarquer qu'il y a une différence d'un facteur 2 entre la valeur la plus élevée et la valeur la plus faible, mais cela ne prouve pas que cela devrait se traduire par une croissance ou une décroissance de la courbe. C'est pour cela que nous ne pouvons pas vraiment conclure au vu de ces résultats, car les points expérimentaux sont trop dispersés malgré tout. Nous pouvons seulement rappeler qu'a priori, rien ne devrait justifier une augmentation de l'écart-type avec l'étirement, puisque la source génère dans tous les cas les mêmes speckles, quelque soit le facteur d'étirement.

Nous finirons alors cette étude sur les vitesses transverses des speckles en donnant un ordre de grandeur du mouvement que réalisent les speckles les plus rapides générés par notre source, puisque nous connaissons maintenant l'écart-type. En effet grâce à cette mesure d'écart-type, et en fait surtout grâce à la mesure des histogrammes, nous savons qu'il existe des speckles qui ont une vitesse transverse non-nulle, puisque nous avons mesuré d'après l'histogramme des vitesses pouvant aller jusqu'à  $0,4c$  ou  $-0,4c$ . Cela signifie qu'il existe des speckles qui se déplacent dans la direction de la fente avec une vitesse positive, et d'autres avec une vitesse négative. Le déplacement maximum que réalisent ces speckles les plus rapides est donc de l'ordre de  $90 \mu\text{m}/\text{ps}$ . Cela représente en fait un déplacement à peu près égal à la moitié de leur dimension transverse au premier zéro en une picoseconde. Cela signifie alors qu'on bout de 2 ps, le speckle s'est déplacé de sa taille et s'est éteint. C'est une grandeur non négligeable qui explique certainement pourquoi il y a phénomène de lissage. En effet, si on reprend le problème de l'interaction du laser lissé optiquement avec une cible, le fait qu'il y ait des speckles dont le mouvement transverse est aussi rapide peut peut-être expliquer le phénomène de lissage qui apparaît au niveau du plasma, hormis les aspects temporels.

### 3.5.5 Evolution de la moyenne et de l'écart-type des vitesses en fonction de la taille des speckles

Pour terminer cette étude sur les propriétés spatio-temporelles des speckles, nous avons voulu connaître l'évolution de celles-ci en fonction de la taille moyenne des speckles. En effet, grâce à la source lissée que nous utilisons, nous avons la possibilité de changer le diamètre du faisceau et donc, comme nous l'avons déjà vu, la taille moyenne des speckles générés.

En ce qui concerne la valeur moyenne des vitesses des speckles, comme dans le paragraphe précédent, il n'y a aucune évolution. Les valeurs obtenues pour les différentes tailles de speckles sont systématiquement nulles.

Par contre, nous avons pu observer une augmentation de l'écart-type des vitesses en fonction de la taille des speckles. Nous reportons sur le graphique 3.55 l'ensemble des écart-types expérimentaux pour les quatre différentes tailles de speckles théoriques.

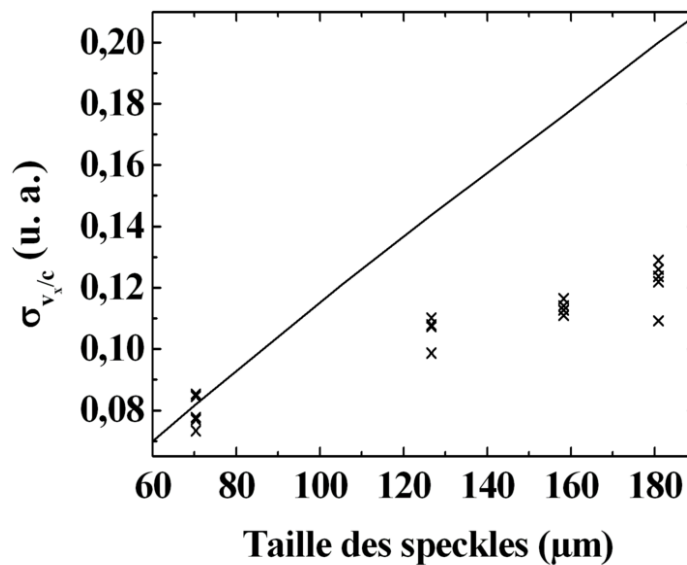


FIG. 3.55 – Evolution de l'écart-type des vitesses transverses des speckles avec la taille des speckles.

On constate que plus la taille  $\rho_c$  des speckles augmente, plus il y a de possibilités qu'ils se déplacent vite. Cela signifie qu'en une picoseconde, le déplacement qu'ils effectuent peut augmenter avec leur taille. Expérimentalement, un speckle de  $70 \mu\text{m}$  de largeur au premier zéro se déplacera de  $24 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à environ  $1/3$  de sa dimension transverse alors qu'un speckle de  $180 \mu\text{m}$  de large se déplacera de  $36 \mu\text{m}$ , soit  $1/5$  sa largeur. Ces valeurs de  $1/3$  et  $1/5$  sont données simplement par le rapport  $\frac{\sigma_{v_x/c} \times c}{\rho_c}$ . En revanche, les valeurs données

par la théorie semblent montrer que le rapport du déplacement sur la taille des speckles est constant, et vaut environ  $1/3$ . C'est une remarque importante, car il nous semble qu'il n'avait jamais été possible de confirmer ou d'infirmer ce phénomène. On remarque alors que la théorie et l'expérience sur ce point sont en contradiction. L'expérience est peut-être entachée d'un problème de mesure, car comme nous l'avons déjà souligné, les images expérimentales sont bruitées. Malgré tout, elles permettent d'observer une augmentation de l'écart-type des vitesses en fonction de leur taille, comme peut le prévoir la théorie.

L'étude des propriétés spatio-temporelles des speckles est donc complète. Nous avons pu, pour la première fois, réaliser une mesure du mouvement des speckles dans différentes configurations. A partir des histogrammes des vitesses transverses obtenus, nous avons pu en déduire la valeur moyenne et l'écart-type des vitesses pour différentes valeurs de durée d'impulsion sonde. Dans chaque configuration de mesure, nous avons pu mesurer une valeur moyenne constante et nulle, ainsi qu'un écart-type qui semble lui aussi constant, compris entre  $0,1$  et  $0,25c$ . Ces résultats semblent concorder avec les caractéristiques attendues de la source utilisée. En effet, il n'y a aucun élément dans cette source lissée qui pourrait engendrer un mouvement global des speckles dans une direction et donc une valeur non nulle de la vitesse moyenne. De plus, nous avons pu constater que la vitesse transverse des speckles augmente avec la taille des speckles.

Cette technique à codage temps-fréquence représente alors un outil précis pour la caractérisation du mouvement des speckles et plus généralement de la source lissée considérée qui génère ces speckles.

### 3.6 Conclusion

Cette étude nous a donc permis de déterminer à peu près toutes les caractéristiques spatiales et temporelles qui décrivent les speckles générés par une source lissée. L'étude qui a été menée nous a permis d'aborder le problème d'une façon nouvelle. En effet, habituellement, le phénomène de lissage a été vu sous un aspect de perte de cohérence, que ce soit dans le domaine spatial ou dans le domaine temporel. Les grandeurs qui nous intéressaient alors étaient les grandeurs intégrées en temps. Dans cette partie, nous nous sommes intéressés non plus au phénomène de moyennage au cours du temps, mais plutôt à la mesure instantanée de la perte

de cohérence. En effet, pour qu'il y ait un phénomène de lissage observable au bout d'un temps égal à la durée de l'impulsion, cela signifie qu'il y a un phénomène qui se déroule à plus petite échelle temporelle. C'est pour cela que nous avons développé une expérience pompe-sonde permettant d'observer l'évolution temporelle du phénomène de lissage mais sur une échelle de temps de l'ordre de la durée de cohérence de la source.

Grâce à cette expérience pompe-sonde nous avons pu, dans une première partie, faire une mesure instantanée de la taille des speckles générés à un instant donné par la source lissée. Nous avons pour cela recueilli une figure de speckles, grâce à la sonde sub-picoseconde que nous avons utilisée tout au long de l'étude, et ainsi obtenu l'histogramme de distribution de la taille de tous les speckles mesurés. Nous avons pu alors comparer cet histogramme expérimental à la fonction de densité de probabilité correspondante, et ainsi confirmer cette approche théorique. Nous avons également pu comparer les valeurs moyennes obtenues dans les différentes configurations de la mesure avec celles mesurées par auto-corrélation au chapitre **2**.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes penchés sur la mesure résolue en temps des propriétés spatio-temporelles de speckles générés par notre source. Nous avons utilisé le même schéma d'expérience pompe-sonde, mais cette fois-ci avec une sonde non plus sub-picoseconde mais étirée en temps. Grâce à la dérive de fréquence que possède ce genre d'impulsions, nous avons pu résoudre temporellement la mesure. Premièrement, en observant le spectre du signal issu du mélange pompe-sonde, nous avons voulu extraire d'une nouvelle façon le temps de cohérence des speckles. Malheureusement, il s'est avéré que nous n'étions pas dans les bonnes conditions expérimentales (durées d'impulsion, facteur d'étirement) pour faire cette mesure. Nous avons alors été limités par la résolution temporelle fixée par les paramètres de l'expérience. Nous avons malgré tout pu obtenir grâce à ces mesures l'histogramme du temps de cohérence des speckles dans différentes configurations.

Deuxièmement, nous avons réalisé pour la première fois, à notre connaissance, la mesure du temps de vie des speckles, qui est une autre caractéristique temporelle que décrit un speckle. C'est une grandeur qui tient compte du mouvement du speckle, qu'il n'était pas possible de mesurer avec les expériences mises en place précédemment (cf. chapitre **2**). Le couplage temps-fréquence, utilisé également pour cette mesure, permet en effet d'observer le déplacement des speckles dans une direction au cours du temps. Le temps pendant lequel se déplace le speckle



correspond à son temps de vie. Nous avons pu confirmer, grâce à ces mesures, l'idée que le temps de vie est supérieur au temps de cohérence. Nous avons également constaté cependant qu'il semblait évoluer en fonction des paramètres expérimentaux. C'est, comme pour le temps de cohérence, un problème lié aux durées des impulsions mises en jeu.

Troisièmement, comme nous pouvions observer le mouvement des speckles, nous avons également pu mesurer pour la première fois les vitesses transverses des speckles. Nous avons montré que les speckles de notre source possédaient une vitesse transverse moyenne nulle, ce qui signifie qu'ils n'ont pas de mouvement global transverse. Par contre, nous avons montré que statistiquement, ils pouvaient avoir une vitesse transverse non négligeable, de l'ordre de 0,3 fois la vitesse de la lumière au maximum. Cette vitesse peut être positive ou négative, ce qui signifie que les speckles se déplacent dans les deux directions opposées. C'est pour cela qu'en moyenne, leur vitesse transverse est nulle. Ces résultats confirment que pour cette grandeur, la mesure n'est pas limitée par la résolution.

Ces mesures étoffent alors les connaissances que nous avons sur les sources lissées. En effet, elles nous ont permis, pour la première fois, de connaître leurs propriétés au point que nous pouvons même connaître la taille ou le temps de vie de chacun des speckles qu'elle génère, sur une durée relativement courte cependant. Nous pensons donc qu'en connaissant toutes ces grandeurs qui décrivent les speckles, le phénomène de lissage est beaucoup mieux connu que lorsque nous faisons de simples mesures intégrées en temps.

Malheureusement, ce sont des mesures relativement complexes à mettre en place. Pour une expérience "en laboratoire", telle que celle que nous avons mise en place, le mélange de la source lissée avec l'impulsion sonde, comprimée ou étirée, ne pose pas trop de problèmes. Par contre, sur une chaîne laser de puissance, c'est tout à fait différent. Ce serait cependant d'un grand intérêt, car la méthode de lissage mise en place en général est une méthode active, qui ne génère pas du tout le même genre de speckles que notre source lissée. Le temps de cohérence des speckles est différent, leur temps de vie et leur vitesse risquent de l'être aussi.

C'est pour cela que nous avons pensé qu'il serait intéressant de déterminer réellement quelles seraient les caractéristiques spatiales et temporelles des speckles qui sont générés sur une chaîne laser de grande envergure telle que la LIL par exemple, qui est un prototype du laser Mégajoule. En conclusion des travaux qui ont été réalisés durant cette thèse, nous allons

présenter les perspectives qu'ils ouvrent vers la caractérisation du lissage sur une chaîne de puissance.

---

# Conclusion et perspectives

---

Ces travaux de thèse ont porté sur l'étude et la réalisation de techniques optiques nouvelles pour la caractérisation d'une figure de tavelures obtenue par lissage optique. Nous avons vu dans le premier chapitre, que le lissage optique est une étape nécessaire à l'obtention d'une tache focale uniforme pour l'interaction laser-matière, notamment dans les expériences de Fusion par Confinement Inertiel. Le phénomène de lissage de l'impulsion nécessite trois éléments essentiels : un grand nombre de modes spatiaux, pour assurer la création d'une figure de speckles, une grande largeur spectrale, et un système de couplage de l'ensemble des modes spatiaux et temporels. Le but recherché de cette technique est en fait de réduire partiellement la cohérence de la source en créant une source très incohérente temporellement et spatialement. Ainsi, les propriétés de cohérence de ce genre de lasers se rapprochent plus de celles des sources incohérentes que des sources lasers habituelles. Le but de cette thèse était d'en faire la mesure précise à l'aide de méthodes optiques adaptées.

Le premier chapitre de ce manuscrit de thèse était consacré aux rappels théoriques nécessaires à la compréhension du problème posé par les sources lissées optiquement. Nous avons donc rappelé dans un premier temps, la notion classique de cohérence en optique et nous l'avons appliquée au cas particulier des sources partiellement cohérentes qui sont obtenues grâce au lissage optique. Nous avons alors récapitulé le formalisme mathématique qui permet de décrire la cohérence d'une source. Il s'agit des fonctions de cohérence temporelle et spatiale dont la largeur définit respectivement le temps de cohérence et la zone de corrélation spatiale de la source.

Dans un deuxième temps, il était donc nécessaire de décrire exactement le principe de fonctionnement du phénomène de lissage. Nous avons vu que la réduction de la cohérence spatiale

et temporelle de la source favorise la création de tavelures appelées souvent "speckles". Grâce aux fonctions de cohérence temporelle et spatiale que nous avons introduite, nous pouvons alors connaître la durée et la taille moyenne de ces speckles, générés par ce type de source. C'est une première information que nous allons chercher à mesurer par la suite.

Dans un troisième temps, nous avons présenté l'ensemble des fonctions de densité de probabilité qui permettent de décrire encore plus finement l'aspect aléatoire de ces sources. En effet, les propriétés des speckles comme le temps de cohérence ou la taille transverse peuvent être décrites par une valeur moyenne, que l'on peut évaluer à l'aide des fonctions de cohérence, mais aussi par une distribution aléatoire autour de cette valeur moyenne. On peut alors connaître grâce à ces fonctions la distribution statistique et l'écart-type de l'intensité des points chauds de la figure de speckles, du temps de cohérence ou de la taille des speckles ou encore de leur vitesse dans une direction. Nous avons donc consacré une première partie à la mesure des fonctions de cohérence (deuxième chapitre) et l'autre partie à l'étude expérimentale de ces fonctions de distribution (troisième chapitre).

Le deuxième chapitre est donc consacré à la mesure des deux fonctions de cohérence temporelle et spatiale que nous avons présentées dans le premier chapitre. Ces deux types de mesures constituent la première étape de la caractérisation des speckles. Elles vont au-delà de la mesure de la taille, du contraste et de l'intensité moyenne de la source que l'on peut obtenir avec une simple caméra d'observation. En effet, elles permettent de déduire par une mesure interférométrique intégrée en temps la durée moyenne des speckles et leur dimension transverse. La technique que nous avons mise en œuvre utilise un interféromètre de Michelson/Mach-Zehnder, adapté généralement pour la mesure de cohérence d'une source, que nous avons modifié. Dans cet interféromètre, nous faisons subir à l'un des faisceaux un retournement spatial suivant un axe de symétrie vertical. La superposition des deux faisceaux à la sortie de l'interféromètre nous permet alors de déduire la fonction de cohérence spatiale de la source. La largeur de la fonction d'auto-corrélation expérimentale obtenue nous donne donc la taille transverse moyenne des speckles. Cet interféromètre nous permet aussi de connaître le temps de cohérence de la source, que l'on assimile directement au temps de cohérence des speckles.

Nous avons ainsi pu caractériser les speckles générés par la source que nous avons utilisée tout au long des travaux. La durée des speckles est de l'ordre de la picoseconde et correspond

tout à fait à celle donnée par la largeur spectrale de la source. Nous avons aussi mesuré une taille moyenne des speckles proche de la centaine de microns. Nous avons pu constater que la dimension mesurée dépend directement du diamètre de la source. Elle est en fait donnée par la limite de diffraction.

Cette première série de mesures nous a permis de connaître les grandeurs moyennes qui décrivent les speckles. Nous nous sommes alors intéressés ensuite à la répartition autour de ces valeurs moyennes.

En effet, si statistiquement les speckles ont tous une taille et une durée moyenne donnée, nous savons qu'il existe une loi de répartition qui décrit plus précisément ces deux grandeurs et qui nous donne une information complémentaire à la seule valeur moyenne. Il nous a donc fallu développer une méthode de mesure permettant de faire cette mesure de répartition statistique. Pour cela, il faut pouvoir obtenir une figure de speckles unique pour pouvoir "mesurer" chaque speckle délivré par notre source. C'est autour de cette mesure résolue en temps que nous avons axé le troisième chapitre.

Le troisième chapitre est ainsi consacré à la dernière étape de la caractérisation des speckles. Nous y présentons les deux expériences pompe-sonde qui ont été mises en place.

La première méthode optique utilise une impulsion sonde ultra-courte, dont la durée est inférieure au temps de cohérence des speckles. Elle nous a permis de venir "photographier" une seule figure de speckles, générée à un instant donné par la source lissée. Grâce à l'aspect instantané de la mesure, on a pu étudier chaque speckle spécifiquement, que ce soit du point de vue de leur intensité respective ou de leur dimension transverse. Nous avons ainsi mesuré pour la première fois la répartition statistique de l'intensité des speckles et de leur taille transverse sur toute la figure mesurée. Le premier aspect que l'on retiendra est que la répartition statistique expérimentale qui décrit l'intensité des speckles correspondait tout à fait à la loi théorique attendue. Le deuxième aspect concerne la répartition statistique de la taille transverse des speckles. La mesure a montré que les lois statistiques qui décrivaient la distribution des tailles des speckles donnaient des valeurs très proches de la théorie. On a également pu retrouver la mesure de la taille moyenne effectuée dans le chapitre 2. Il reste cependant un problème lié à "l'allure" de la courbe de répartition qui ne semble pas correspondre tout à fait à celle attendue en théorie. Cela constitue une voie intéressante à retenir pour approfondir ces

travaux par la suite.

La deuxième méthode optique mise en place est une évolution de la première. Elle utilise une impulsion sonde à dérive de fréquence. La dérive de fréquence nous a permis d'obtenir un codage temps-fréquence utile pour observer une évolution de la figure de speckles mesurée au cours du temps. Le but de cette mesure était d'observer pour la première fois le mouvement des speckles. Après avoir étudié le principe de fonctionnement de cette méthode pompe-sonde, nous avons procédé à quatre types de mesures qu'elle permettait de réaliser : celle du temps de cohérence de chaque speckle, de leur temps de vie, de leur taille transverse et enfin, celle des vitesses transverses des speckles.

Il s'est avéré que la technique mise en place n'était pas appropriée dans notre cas pour la mesure du temps de cohérence et du temps de vie. Pour ce faire, il aurait fallu utiliser une impulsion sonde dont la durée était plus adaptée à la durée des speckles.

Par contre, pour la mesure des vitesses transverses, la méthode s'est avérée adaptée. Nous avons constaté que la vitesse moyenne des speckles générés par notre source lissée était systématiquement nulle, quelles que soient les conditions de l'expérience. C'était un phénomène auquel on pouvait s'attendre, étant donné la composition de la source utilisée. De plus, la répartition statistique des vitesses obtenue expérimentalement semblait correspondre à celle donnée par la loi de probabilité théorique, quelles que soient les conditions de la mesure. Elle nous a permis de constater que si, en moyenne, les speckles émis par notre source ne bougent pas, il en existe un nombre non négligeable qui se déplace très vite au cours du temps. Ce mouvement observé est caractéristique de notre source et aurait été différent avec une source lissée par une technique active.

Tous ces travaux de thèse ont par conséquent permis d'acquérir des connaissances et des compétences importantes pour la caractérisation des propriétés spatio-temporelles des speckles générés par une source lissée. Les trois méthodes de mesures développées devraient pouvoir être adaptées à n'importe quel type de technique de lissage, puisqu'elles ne dépendent pas de la source utilisée. C'est donc une étape importante qui a été franchie. En effet, maintenant, les caractéristiques des speckles peuvent être connues à l'avance par les utilisateurs de chaînes laser de puissance pour l'interaction. La compréhension du phénomène de lissage optique est donc acquise.

Les perspectives de ce travail se déclinent alors sur plusieurs niveaux.

En premier lieu, au vue des conclusions, il semble nécessaire de réaliser des mesures complémentaires à celles présentées au chapitre 3. En effet nous n'étions pas dans des conditions idéales de mesure. Cela devrait nous permettre de mieux comparer nos résultats expérimentaux aux études théoriques. Les divergences qui semblent apparaître demandent à être confirmées. De plus nous n'avons réalisé des mesures de vitesse que dans une direction transverse donnée. Il serait nécessaire de réaliser cette mesure dans les deux directions transverses simultanément pour s'affranchir d'un biais expérimental. Aujourd'hui la théorie ne tient pas compte de cet effet. Nous devons également envisager la mesure de la vitesse longitudinale. Dans certaines méthodes de lissage [25], la vitesse longitudinale est le paramètre pertinent. Nous pouvons donc voir que la partie concernant le développement d'outils de diagnostics en "laboratoire" est à poursuivre. De plus, aujourd'hui nous avons suffisamment de résultats pour débiter un retour d'expérience vers la théorie.

En deuxième lieu, il est possible de transférer une partie de nos outils de diagnostics vers des installations de puissance. Ceci a débuté dans le cadre d'une large collaboration autour du lissage par plasma sur jet de gaz. Les expériences se sont déroulées au sein de l'installation ALISE du CEA-Cesta. D'autres sont envisageables dans le cadre de l'étude des lasers de puissance sur différentes installations.

Le troisième point concerne le fonctionnement en lui-même de la chaîne laser de puissance. En effet, on peut s'attendre à ce que la métrologie à mettre en place dépende de la position dans la chaîne où l'on réalise la mesure : avant la focalisation, les speckles sont fixes spatialement et modulés temporellement en amplitude, alors qu'après le réseau la focalisation (souvent utilisé), ils se déplacent dans la direction transverse fixée par le réseau. On pourrait alors imaginer une mesure de taille et de durée au niveau de la chaîne amplificatrice, après la RPP (lame de phase aléatoire), et une mesure de durée, de taille et de vitesse transverse au niveau de la tache focale.

On voit alors le problème que peut poser ce type de moyens de mesure sur une chaîne laser de puissance de très grande ampleur. La difficulté de travailler sur des très grandes chaînes de puissance est l'implantation en elle-même de l'expérience. Nous avons vu qu'il s'agissait de mesures délicates nécessitant un alignement et une synchronisation qu'il est facile de régler

avec les lasers cadencés de laboratoire. Il se peut qu'il n'en soit pas de même sur une chaîne de puissance qui fonctionne en général à quelques tirs par jours. Sur des installations plus modestes par contre, c'est envisageable.

Ainsi, en fonctionnement de routine, on pourrait assurer une mesure de contraste  $C$  du faisceau lissé et de son intensité moyenne  $\langle I \rangle$ , pour évaluer l'effet du lissage sur le faisceau. Et ponctuellement, des mesures plus approfondies permettraient d'affiner l'étude des propriétés des speckles produits. L'auto-corrélateur spatial présenté au deuxième chapitre pourrait permettre de mesurer la taille moyenne et le temps de cohérence moyen des speckles aux différents endroits de la chaîne. Et la mesure pompe-sonde à couplage temporel pourrait être mise en place pour mesurer les vitesses transverses des speckles, mais aussi leur taille et leur durée de façon plus précise. Il faudrait pour cela pouvoir coupler à l'impulsion principale lissée une impulsion sonde à dérive de fréquence, permettant d'obtenir le couplage temporel nécessaire à la mesure du mouvement. C'est certainement envisageable mais cela risque également de nécessiter beaucoup de réglages et d'alignement. Cela permettrait alors d'observer, pour la première fois sur une chaîne laser de puissance, le mouvement transverse des speckles créés.

Enfin, en dernier lieu, une nouvelle voie d'utilisation du lissage est en train d'apparaître. Elle concerne les lasers de pompage utilisés dans les installations de Ultra Haute Intensité (UHI). Tout naturellement, il serait nécessaire de bien caractériser les impulsions issues de ces lasers de pompe. Cela permettrait d'évaluer, par exemple, les éventuelles dégradations que pourraient causer ces impulsions sur les milieux amplificateurs utilisés.



# Annexes



---

# Description d'une figure de tavelures autour d'un maximum local

---

Pour établir les fonctions de densité de probabilité nécessaires à l'étude des propriétés spatiales et temporelles des speckles, il est nécessaire de faire l'étude sur une figure de tavelures unique. On étudie alors un point chaud particulier au niveau de son maximum d'intensité locale, dans le domaine spatial et temporel. On rappelle dans cette annexe, la démarche qui a été établie par J. Garnier et L. Videau [4].

Le principe de cette étude consiste à déterminer l'évolution du champ  $E$  autour d'un maximum local situé en  $r_0$ . On se place donc "sur" un point chaud d'intensité  $I_0$ . Pour déterminer ensuite toutes les propriétés statistiques de la figure de speckles étudiée, il faut mener l'étude sur chaque point chaud de la figure obtenue.

Nous considérons un champ  $E(r)$  à statistique gaussienne que nous exprimerons en fonction de la variable spatio-temporelle  $r$  pour simplifier l'explication. Nous cherchons donc à obtenir la description du champ localement autour d'un maximum situé en  $r_0$ , et d'intensité  $I_0 = |E(r_0)|^2$ . Pour ce faire, nous devons obtenir une approximation du champ électrique relativement exacte autour du maximum et c'est à partir de cette approximation que nous pourrions calculer la largeur moyenne temporelle (durée de vie) et spatiale (rayon) du speckle étudié. Si on considère tous les points chauds on obtient ainsi la répartition statistique autour de chacune de ces valeurs moyennes. Nous pouvons de la même façon avoir une estimation de

la vitesse moyenne des speckles dans chacune des directions de l'espace.

Cette approximation fait intervenir la fonction d'auto-corrélation du champ délivré par la source. Rappelons donc que la **fonction d'auto-corrélation générale** notée  $\gamma(\rho)$ , ou  $C(\rho)$ , peut s'écrire :

$$C(\rho) = \gamma(\rho) = \langle E(r + \rho) E^*(r) \rangle \quad (\text{A.1})$$

Il faut donc maintenant donner toutes les conditions permettant de faire l'approximation du champ autour du maximum. Nous poserons pour l'étude  $r_0 = 0$ , ce qui revient à dire que nous ferons l'approximation en 0.

- **1<sup>ère</sup> condition** : Le champ  $E(r)$  est normalisé de telle sorte que l'intensité moyenne soit égale à  $C(r_0 = 0) = 1$ . Par conséquent, en assumant qu'il y a un pic en  $r_0 = 0$  de valeur  $a_0\sqrt{I_0}$ , on en déduit que  $a_0 = 1$ .
- **2<sup>ème</sup> condition** : De même, la dérivée de l'intensité en ce point est nulle ( $\nabla|E|^2(0) = 0$ ).

Dans ces conditions, la théorie nous permet de dire que le champ électrique peut être approché par l'expression suivante (référence .....):

$$E(r) = \tilde{E}(r) + C(r) \left( \sqrt{I_0} a_0 - \tilde{E}(0) \right) + a_0 \nabla C(r) \cdot \Lambda^{-1} \Re(\nabla \tilde{E}(0)) \quad (\text{A.2})$$

où  $\tilde{E}$  possède une loi de statistique gaussienne et une fonction d'auto-corrélation  $C(r)$ , et  $\Lambda$  est la matrice des moments spectraux de second ordre.

- **3<sup>ème</sup> condition** : Si l'intensité du point chaud  $I_0$  est suffisamment grande par rapport à l'intensité moyenne des points chauds, alors la relation précédente peut se simplifier en

$$\boxed{E(r) \approx C(r) \sqrt{I_0} a_0 + \mathbf{O}(1)} \quad (\text{A.3})$$

L'approximation du champ électrique que l'on fait autour de zéro est représentée schématiquement dans la figure A.1.

On voit donc, d'après les conditions imposées pour l'étude, que si les points chauds sont suffisamment intenses (d'intensité supérieure à l'intensité moyenne), *le champ électrique au niveau du point chaud est directement proportionnel à la fonction d'auto-corrélation.*

En résumé : on retiendra donc la condition importante permettant de se placer dans le

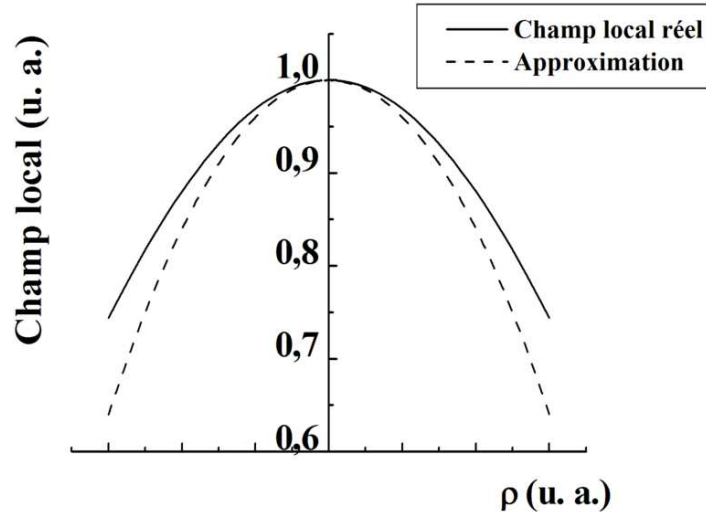


FIG. A.1 – Approximation du champ électrique  $E$  autour du point chaud d'intensité  $I_0$

cadre de l'approximation :

- *l'intensité des points chauds considérés doit être supérieure à l'intensité moyenne des points chauds.*
- *le champ électrique autour du point chaud est directement donné par la fonction d'auto-corrélation.*

Ce résultat important nous permet de définir plusieurs fonctions mathématiques nous permettant de caractériser la statistique des points chauds générés par notre source lissée. La fonction mathématique qui nous permet de décrire une figure de speckles est sa fonction de densité de probabilité, que nous noterons FDP. Nous considérons un point chaud d'intensité  $I_0$  et nous allons chercher à en faire une description autour de sa valeur maximum, à un niveau d'intensité inférieur  $I_0 - I_1$ .

Nous devons introduire alors deux paramètres importants, définis pour l'instant pour une variable globale  $r$  (qui peut être le temps ou l'espace). Ces deux paramètres sont les suivants :

$$\begin{aligned} R_0 &= \frac{1}{\sqrt{-C_{rr}}} \\ \alpha_r &= \frac{1}{2} \left( \frac{C_{rrrr}}{C_{rr}^2} - 1 \right) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Le terme  $C_{rr}$  (et  $C_{rrrr}$  respectivement) définit la dérivée seconde (et la dérivée quatrième respectivement) par rapport à  $r$ , évaluée en 0, c-à-d. au niveau du point chaud.  $\alpha_r$  est sans

dimension et dépend de la largeur de la fonction d'auto-corrélation en 0. On peut ainsi introduire un développement limité de l'intensité autour de 0. Ce développement quadratique est donné par la relation suivante :

$$|E(r)|^2 = I_0 + I_0 C_{rr} r^2 + |\partial_r \tilde{E}_{im}(0)|^2 r^2 + \sqrt{I_0} (\partial_{rr} \tilde{E}_{re}(0) - \tilde{E}_{re}(0) C_{rr}) r^2 \quad (\text{A.5})$$

Dans cette relation apparaissent les parties réelles et imaginaires du champ électrique  $E_{im}$  et  $E_{re}$  ; on notera également que le terme  $\partial_{rr} \tilde{E}_{re}(0) - \tilde{E}_{re}(0) C_{rr}$  obéit à une loi de probabilité gaussienne centrée et de variance  $\alpha_r/R_0^2$ . Par conséquent le développement quadratique de l'équation précédente devient :

$$|E(r)|^2 = I_0(1 - r^2/R_0^2) + \sqrt{I_0 \alpha_r} Z_1 r^2/R_0^2 + \frac{1}{2} Z_2^2 r^2/R_0^2 \quad (\text{A.6})$$

où  $Z_1$  et  $Z_2$  sont des variables aléatoires gaussiennes de valeur moyenne nulle et de variance égale à 1. On retiendra dans cette relation le terme principal du second ordre qui nous servira par la suite pour faire l'approximation du champ. Le champ électrique sera donc approché par  $I_0(1 - r^2/R_0^2)$  (cf. figure A.1).

Une fois l'approximation faite, on veut connaître la largeur du champ électrique. C'est, comme nous l'avons vu, un paramètre important dans la caractérisation des speckles générés par une source lissée. Nous définissons donc le terme  $r_{FW}$  comme la largeur totale de l'intensité après approximation à un niveau d'intensité variable  $I_0 - I_1$  par rapport au maximum local. L'illustration de cette "mesure" de largeur est représentée par la figure A.2.

En posant le changement de variable suivant :

$$R = \frac{r_{FW}}{R_0}$$

on obtient la relation donnant la FDP de la variable sans dimension  $R$ . Cette variable sans dimension nous permet de caractériser la largeur du champ électrique  $E$  au niveau d'intensité  $I_0 - I_1$ .

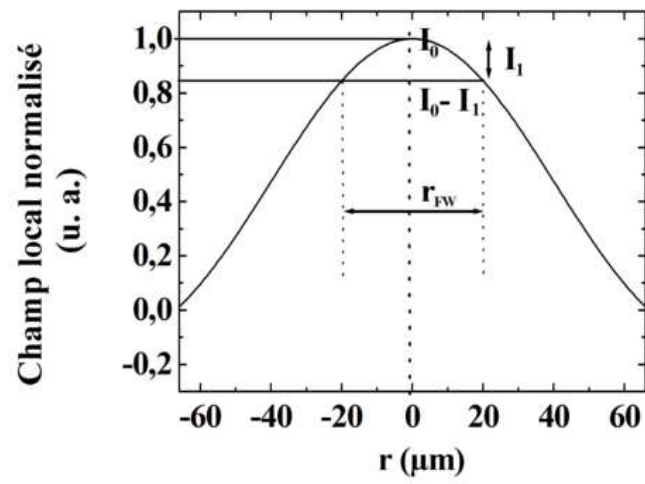


FIG. A.2 – Largeur totale du champ électrique dans le cadre de l'approximation, à un niveau d'intensité  $I_0 - I_1$





---

# Dimension transverse des speckles : estimation des résultats par l'étude théorique

---

Cette annexe est consacrée à l'étude théorique de la dimension transverse des speckles, qui nous sert pour confronter les résultats. Nous faisons tout d'abord l'étude de la dimension des speckles en utilisant les théories des FDP et de l'approximation qu'elle implique. Puis nous faisons l'étude en utilisant la fonction d'auto-corrélation. Nous terminons cette annexe par une comparaison des trois approches.

## B.1 Rayon de corrélation donné par la FDP

Nous rappellerons en premier lieu que, dans le cadre de notre étude, la fonction d'auto-corrélation spatiale du champ généré par notre source lissée est donnée par la relation suivante :

$$\gamma_{MUSE}(\rho) = 2 \times J_{1_{card}} \left( 2 \times 3,83 \frac{\rho}{\rho_c} \right) \quad (\text{B.1})$$

où  $\rho_c$  est la largeur totale du champ au premier zéro.

L'étude de la distribution statistique des points chauds consiste à analyser la largeur totale du champ au niveau de tous les différents maxima locaux. Nous obtenons ainsi le rayon de

corrélation total  $r_{FDP}$  des speckles d'intensité crête  $I_0$ , au niveau d'intensité  $I_0 - I_1$ . Ce rayon est décrit par la variable  $R$ , de telle sorte que sa fonction de densité de probabilité soit égale à :

$$p_{I_0, I_1}(R) = \frac{8I_1 C_{I_0, I_1}}{\sqrt{2\pi} I_0 \alpha_x R^3} \exp \left[ -\frac{(I_0 - 4I_1 R^{-2})^2}{2\alpha_x I_0} \right] \quad (\text{B.2})$$

avec  $\alpha_x = (C_{xxxx}/C_{xx}^2 - 1)/2$ , où  $C$  est la fonction d'auto-corrélation  $\gamma_{MUSE}$ . Dans le cas de la fonction d'auto-corrélation spatiale de notre source,  $\alpha_x = 1/2$ .

On prendra  $I_{moy} = 1$ ,  $I_{max} = I_0$ , l'intensité crête du point chaud considéré, et  $I_{moy} < I_1 < I_{max}$ .

Comme on peut le remarquer dans les calculs développés en annexe **A**, la valeur de l'intensité crête du point chaud doit être supérieure à l'intensité moyenne. Si on prend une intensité moyenne de 1, une intensité crête  $I_0 = 6$ , et qu'on regarde à un niveau d'intensité  $I_0 - I_1 = 5, 1$ , on s'attend à obtenir une répartition statistique telle que celle présentée sur la figure B.1.

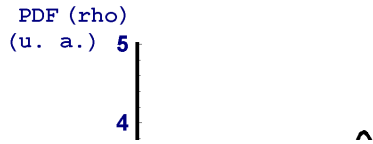


FIG. B.1 – Fonction de densité de probabilité du rayon des speckles à  $I_0 - I_1 = 5, 1$  pour un rayon moyen au premier zéro 0 de  $134 \mu\text{m}$  ( $D=2,5 \text{ mm}$ )

Cette FDP est tracée pour le cas particulier où notre source délivre des speckles de diamètre moyen théorique  $\rho_c$ . Si le diamètre du diaphragme dans la source est différent, le diamètre moyen des speckles est différent et par conséquent, la FDP est centrée sur une autre valeur. Nous devons donc vérifier que la valeur moyenne donnée par la FDP correspond bien à la valeur moyenne attendue du rayon des speckles.

Le rayon moyen donné par cette fonction de densité de probabilité est sans dimension et sera noté  $\langle R \rangle$ . Comme nous avons défini  $R$  comme le rapport  $r_{FW}/R_0$ , il faut donc déterminer la valeur de  $R_0$  pour pouvoir ensuite déterminer le rayon moyen  $\langle r_{FW} \rangle$ .

On a  $R_0 = 1/\sqrt{-C_{rr}}$ . Sachant que, d'après le calcul,  $C_{rr} = -\frac{2,44^2 \pi^2}{4 \rho_c^2}$ , nous obtenons donc de façon générale une expression de  $R_0$  en fonction du rayon  $\rho_c$  moyen attendu :

$$\boxed{R_0 = \frac{\rho_c}{1,22\pi}} \quad (\text{B.3})$$

Pour le calcul de la valeur moyenne de  $R$ , donnée par la fonction de densité de probabilité, nous pouvons utiliser deux méthodes.

\* **1<sup>er</sup> cas :**

La première consiste à évaluer la largeur du champ dans le cadre de l'approximation au niveau d'intensité considéré, c'est-à-dire  $(I_0 - I_1)/I_0 = 85\%$ . D'après les calculs de l'annexe **A**, nous savons que le champ électrique au niveau du point chaud considéré peut être approché de telle sorte que :

$$|E(r)|^2 \approx I_0 \left(1 - \frac{r^2}{R_0^2}\right) \quad (\text{B.4})$$

Par conséquent, au niveau d'intensité d'observation  $I_0 - I_1$ , le rayon  $r_1$  du champ est défini de telle sorte que :

$$|E(r_1)|^2 \approx I_0 \left(1 - \frac{r_1^2}{R_0^2}\right) = I_0 - I_1 \quad (\text{B.5})$$

Grâce à la relation précédente, nous exprimons de façon générale le rayon  $r_{app}$  des speckles, donnés par l'approximation, au niveau  $I_0 - I_1$  :

$$\boxed{\langle r_{app} \rangle = 2 \times R_0 \sqrt{\frac{I_1}{I_0}}} \quad (\text{B.6})$$

\* **2<sup>eme</sup> cas :**

Pour la deuxième méthode de calcul, nous utilisons la définition statistique de la valeur moyenne [42] :

$$\langle R \rangle = \int_0^{\infty} p(R) \times R dR \quad (\text{B.7})$$

Connaissant la valeur de  $R_0$ , on en déduit la valeur moyenne du rayon donné par la FDP des points chauds d'intensité  $I_0$  :

$$\langle r_{FDP} \rangle = \frac{1}{R_0} \int_0^{\infty} p_{I_0}(R) \times R dR \quad (\text{B.8})$$

En outre, nous savons que cette étude de la dimension transverse des speckles par la fonction de densité de probabilité impose une intensité crête fixe  $I_0$ . On étudie alors la dimension des points chauds qui sont exclusivement de cette intensité. Cela restreint donc l'étude car en effet, une figure de tavelures est constituée de  $N$  points chauds, tous d'intensité crête différente. Il faut donc mettre en place une troisième approche qui permette de prendre en compte la répartition statistique de l'intensité des points chauds sur toute la figure de speckles pour affiner l'étude.

\* 3<sup>eme</sup> cas :

Pour cela, on considère la FDP de la taille des speckles pour toutes les intensités crêtes  $I$  possibles, et non plus pour une seule intensité crête  $I_0$ . La FDP sur le rayon des points chauds définie précédemment s'écrit maintenant  $p_I(R)$ . En conséquence, en prenant en compte des deux FDP  $p_I(R)$  et  $p(I)$ , on peut définir la FDP générale  $p_{tot}(R)$  comme :

$$p_{tot}(R) = \int p(I) p_I(R) dI \quad (\text{B.9})$$

Si on se place alors au niveau d'intensité 85%, pour connaître le rayon moyen des speckles, on obtient la FDP générale, présentée sur la figure B.2.

Cette FDP donne la répartition de la taille des speckles d'une figure de tavelures où l'on considère tous les points, quelque soit leur intensité crête. Le calcul de la valeur moyenne se fait de la même façon que précédemment (cf. équation (B.8)). On obtient alors :

$$\langle r_{FDP_{max}} \rangle = \frac{1}{R_0} \int_0^{\infty} p_{tot}(R) \times R dR \quad (\text{B.10})$$

Ainsi, dans le cas où  $D = 2.5$  mm, les valeurs moyennes théoriques données par ces trois

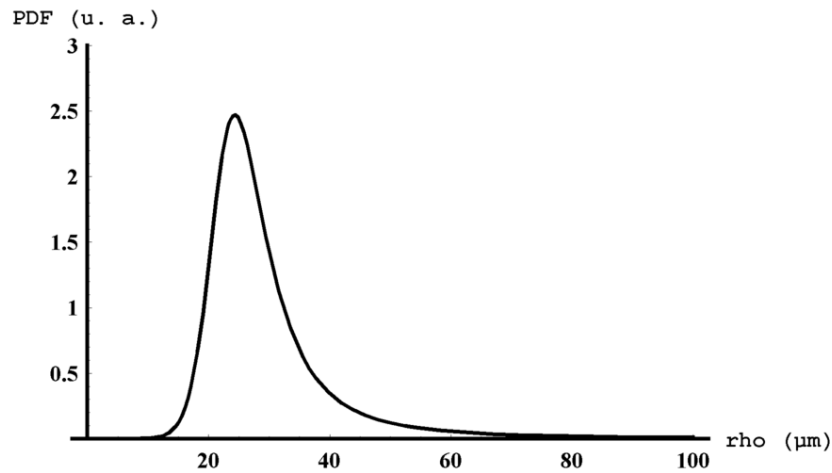


FIG. B.2 – FDP sur la taille des speckles à 85% pour toutes les intensités crêtes.  $\rho_c = 134 \mu\text{m}$ ;  $D=2,5 \text{ mm}$

approches sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_c = 134 \mu\text{m} \\ \langle r_{app} \rangle = 27,23 \mu\text{m} \\ \langle r_{FDP} \rangle \approx 28,36 \mu\text{m} \\ \langle r_{FDP_{max}} \rangle = 31,29 \mu\text{m} \end{array} \right.$$

Il faut donc comparer ces différentes valeurs données par les trois approches à celle donnée par la fonction d'auto-corrélation, puisque c'est la seule méthode, pour l'instant, nous permettant de déterminer la dimension transverse moyenne des speckles de façon sûre.

## B.2 Rayon de corrélation donné par la fonction d'auto-corrélation (FA)

Pour  $I_0 = 6$  et  $I_0 - I_1 = 5,1$  ( $C^2(r_1) = 0,85$ ), le rayon moyen total donné par la FA est donc de

$$r_{AF} = 2r_1 = 28,16 \mu\text{m}$$

dans le cas où le rayon total moyen des speckles au premier zéro vaut  $134 \mu\text{m}$  (pour un diamètre du diaphragme de MUSE de  $2,5 \text{ mm}$ ). La mesure de ce rayon au niveau d'intensité d'observation choisi est illustré sur la figure B.3.

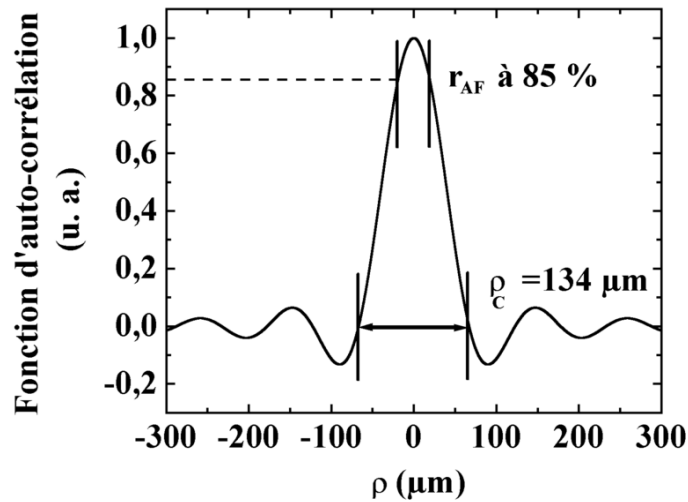


FIG. B.3 – Rayon moyen total donné par la FA. Le rayon total est donné au premier zéro et à 85 %

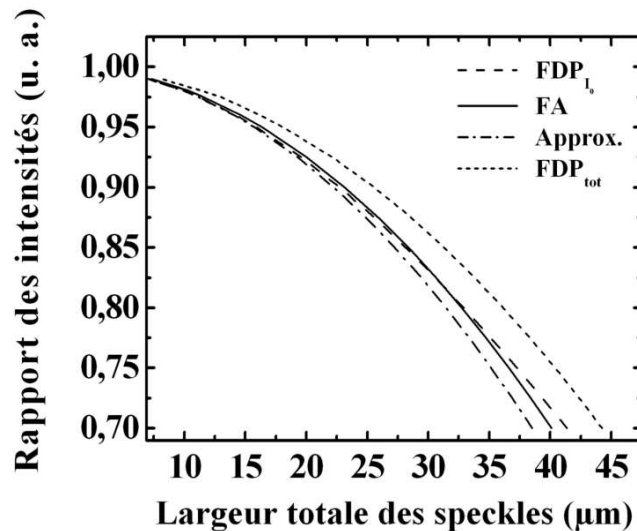


FIG. B.4 – Valeurs du rayon moyen des speckles données par la FDP, la FA et l'approximation du champ, pour différentes intensités d'observation.  $I_0 = 6$ ;  $\rho_c = 134 \mu\text{m}$ ;  $D=2,5 \text{ mm}$

### B.3 Comparaison entre les FDP, l'approximation du champ et la fonction d'auto-corrélation (FA)

La valeur donnée par les FDP et par l'approximation du champ autour du maximum semble donc correspondre avec celle donnée par la FA théorique.

Cependant, nous venons d'étudier le cas précis où nous nous sommes placés à 85% de l'intensité crête, ce qui pourrait laisser penser qu'on est assez loin de la valeur crête et donc

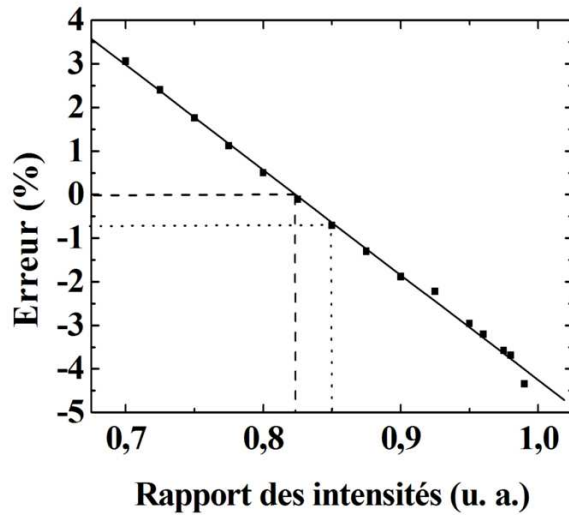


FIG. B.5 – Erreur commise pour le calcul du rayon moyen donné par la FDP pour différentes intensités d'observation.  $I_0 = 6$ ;  $\rho_c = 134 \mu\text{m}$ ;  $D=2,5 \text{ mm}$

plus tout à fait dans le cadre de l'approximation. Nous avons donc fait varier l'intensité d'observation. La figure B.4 récapitule donc les différentes valeurs que l'on obtient dans le cas des deux FDP, de l'approximation et de l'FA, à différents niveaux d'intensité. Comme on peut le constater, les valeurs de rayon moyen données par les trois approches sont en très bon accord, même si on constate que l'approche qui décrit le mieux de la FA est la FDP pour une intensité crête  $I_0$  fixée. L'erreur commise entre la valeur donnée par cette approche et la valeur donnée par la FA semble en effet très faible.

Si on définit cette erreur par l'expression suivante :

$$\epsilon = \frac{r_{FDP} - r_{AF}}{r_{AF}} \times 100 \quad (\text{B.11})$$

on peut tracer  $\epsilon$  pour différentes valeurs d'intensité d'observation. On obtient alors le graphique B.5 lorsque l'intensité crête vaut  $I_0 = 6$ .

On constate donc que l'erreur est linéaire, et que tant que le rapport  $\frac{I_0 - I_1}{I_0}$  est compris entre 1 et 0,75, on commet une erreur inférieure à 4%, ce qui est très acceptable. On peut alors admettre que l'approximation du champ  $E$  faite au niveau du point chaud d'intensité  $I_0$  est tout à fait valable. Dans le cas présenté jusque là, pour une intensité d'observation égale à  $0,85I_0$  de l'intensité crête, l'erreur commise est voisine de 0,7 %. On constate aussi qu'il existe un point pour lequel l'erreur est nulle. Il s'agit du cas où  $\frac{I_0 - I_1}{I_0} \approx 0,82$

Cependant, ces résultats ne sont donnés que pour une seule valeur d'intensité crête  $I_0 = 6$ .

Qu'en est-il si on prend une valeur d'intensité crête plus importante ?

Le graphique B.6 permet d'avoir une idée plus claire de l'erreur commise si on change l'intensité crête des speckles considérés.

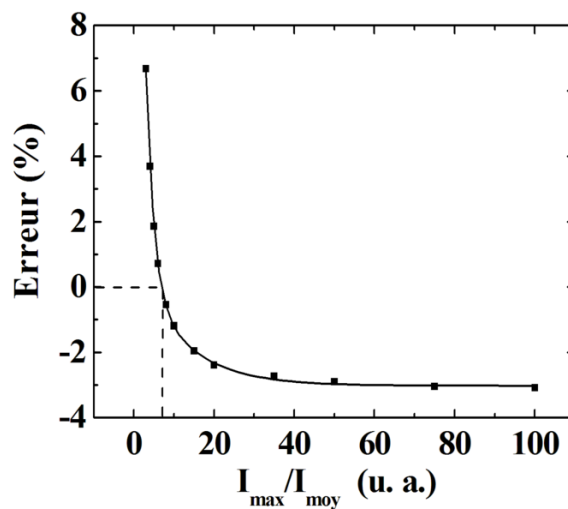


FIG. B.6 – Erreur commise pour différentes valeurs d'intensité crête à une intensité d'observation de 85 %. Diamètre de source : 2,5 mm. Les points sont les valeurs données par la FDP ; la courbe continue donne un paramétrage exponentiel décroissant d'ordre 3

On constate également sur ce graphique qu'il existe une valeur de  $I_{\max}/I_0$  pour laquelle l'erreur est nulle. Pour rester dans ce mode de fonctionnement où l'erreur est proche de 0, nous travaillerons donc à 85% de l'intensité crête, avec un rapport  $I_0/I_{\text{moy}}$  voisin de 5.



---

# Calculs des relations temps-fréquence utilisées pour l'expérience de mesure des vitesses

---

Cette annexe traitera deux sujets. Le premier concerne la correspondance temps / fréquence théorique qui permet, à la lecture du spectre expérimental, de remonter au temps. Le deuxième traitera de la résolution limite théorique fixée par les paramètres de l'expérience à couplage temps-fréquence.

La démarche que nous suivrons est alors la suivante. Dans un premier paragraphe, nous présenterons les calculs du champ électrique issu de la source MUSE lissée et de sa transformée de Fourier (TF). Nous aurons alors son expression dans le domaine temporel et spectral au fondamental et au second harmonique. Dans un deuxième paragraphe, nous présenterons les mêmes calculs effectués pour l'impulsion sonde recomprimée et étirée, seulement au fondamental. Ainsi, dans le troisième paragraphe, nous pourrons faire le calcul de la relation temps-fréquence qui existe entre le spectre du signal de second harmonique et le temps à partir de l'expression des deux sources. Le dernier paragraphe sera alors consacré au calcul de la résolution limite, obtenue à partir de l'expression analytique du spectre à  $2\omega$  du signal de corrélation croisée.

## C.1 Calcul du champ électrique issu de la source MUSE

### C.1.1 Dans le domaine temporel

La source que nous cherchons à caractériser est la source lissée, qui peut se décrire dans le temps par le champ électrique gaussien de largeur  $\tau_c$  défini comme :

$$E_M(t) = \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{t}{\tau_c} \right)^2 \right]$$

C'est l'expression du champ au fondamental. Ce champ  $E(t)$  représente un train d'onde de durée  $\tau_c$  émis par la source. Par contre, la source MUSE est une source lissée de durée  $\Delta t = 50$  ns mais son temps de cohérence  $\tau_c \approx 1$  ps (à mi-hauteur). Ce temps de cohérence est directement relié à la largeur spectrale de la source par une relation que nous donnerons par la suite.

Ainsi, le champ électrique issu de la conversion de fréquence de la source MUSE avec elle-même est égal au produit du champ électrique  $E_M(t)$  avec lui-même :

$$\begin{aligned} E_M^{2\omega}(t) &= E_M(t) \times E_M(t) \\ &= \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{t}{\tau_c} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

Cependant, le cas que nous traitons ici est celui d'une source dont le spectre est limité par TF, sans aucune modulation de phase. Or, nous savons qu'il s'agit d'une source naturellement lissée, qui présente donc un couplage entre ses modes temporels et ses modes spatiaux. Cela nous renseigne donc sur le spectre de ce genre de source : il possède soit une modulation de phase spectrale soit une modulation de phase temporelle, telle que celle qu'on met en place à l'aide d'un modulateur de phase installé sur une chaîne de puissance (cf. Introduction au lissage optique). Nous devons donc faire l'étude analytique avec l'expression du champ de MUSE donnée dans la relation précédente, relié à son spectre en fréquence par TF, en gardant à l'esprit qu'il faudra inclure, dans la simulation du phénomène par ordinateur, un terme supplémentaire de modulation de phase spectrale, ou temporelle.

### C.1.2 Dans le domaine spectral

Le spectre en fréquence qui correspond s'écrit donc, après Transformée de Fourier (TF) :

$$E_M(\omega) = \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{\omega}{\Delta\omega_M} \right)^2 \right] \quad (\text{C.2})$$

avec  $\Delta\omega_M = \frac{4 \ln 2}{\tau_c}$  Sachant que :

$$\Delta\omega_M = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda_M \quad (\text{C.3})$$

on obtient l'expression du temps de cohérence des speckles en fonction de la largeur spectrale de la source :

$$\tau_c = \frac{2 \ln 2}{\pi c} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (\text{C.4})$$

Par TF, on peut alors obtenir le spectre en fréquence du signal de MUSE doublé :

$$E_M^{2\omega}(\omega) = \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{\omega}{\Delta\omega_{2\omega}} \right)^2 \right] \quad (\text{C.5})$$

avec la relation importante liant le spectre du signal doublé à celui de la source au fondamental :

$$\Delta\omega_{2\omega} = \sqrt{2} \times \Delta\omega_M \quad (\text{C.6})$$

Or

$$\begin{cases} \Delta\omega_{2\omega} = \frac{2\pi c}{\lambda_{2\omega}^2} \Delta\lambda_{2\omega} \\ \Delta\omega_M = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda_M \end{cases}$$

avec  $\lambda_{2\omega} = \frac{\lambda_0}{2}$ . Nous pouvons donc réexprimer la relation (33) en terme de longueurs d'onde :

$$4 \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda_{2\omega} = \sqrt{2} \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda_M$$

$$\Delta\lambda_{2\omega} = \frac{\sqrt{2}}{4} \Delta\lambda_M \quad (\text{C.7})$$

Grâce à cette relation théorique qui relie le spectre de la source lissée une fois qu'elle est

doublée avec le spectre au fondamental, nous pouvons voir si nous sommes dans le cas d'une source limitée par TF comme le calcul le prévoit, ou si nous avons bien affaire à une source à modulation de phase. Dans le cadre du calcul, nous voyons qu'il existe un rapport  $\sqrt{2}/4$  entre le spectre à  $2\omega$  et le spectre de MUSE, soit environ un rapport de 0,35. Or, nous avons fait la mesure de chacun de ces deux spectres. Les résultats sont présentés sur la figure C.1.

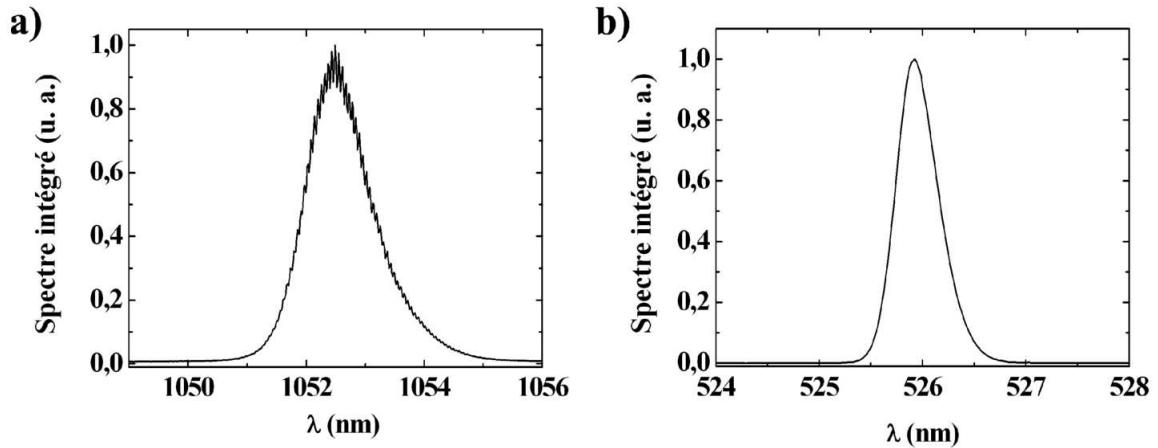


FIG. C.1 – Spectres expérimentaux de la source lissée MUSE au fondamental et lorsque son spectre est doublé par GSH.

Expérimentalement, le spectre de MUSE au fondamental avait une largeur à mi-hauteur de 1,1 nm, ce qui induit un temps de cohérence  $\tau_c \approx 1,4$  ps. Le spectre de GSH quant à lui était de 0,45 nm de large. Le rapport de la largeur du spectre doublé sur celle du fondamental est donc de 0,41. C'est une valeur légèrement supérieure à la valeur attendue qui est de 0,35. Comme le montre Josselin Garnier dans son article consacré au doublement en fréquence d'un champ modulé en phase [46], ce facteur peut atteindre la valeur de 0.5 dans le cas d'une source possédant une modulation de phase temporelle purement aléatoire. Le rapport mesuré expérimentalement étant supérieur à  $\sqrt{2}/4$ , on peut conclure que l'aspect lissé de la source se traduit bien par un élargissement du spectre à  $2\omega$  par rapport à la valeur théorique. Par la suite, pour la simplicité de l'approche analytique que nous présentons dans cette partie, nous garderons pour MUSE l'expression du champ limité par TF.

## C.2 L'impulsion sonde

### C.2.1 Cas de l'impulsion sonde comprimée : source ultra-courte

La source femtoseconde dont nous disposons est issue d'un amplificateur régénératif dont le spectre est malheureusement modulé. Il est constitué de trois pics principaux, dont le principal est centré autour de 1055 nm environ, comme l'illustre la figure C.2.

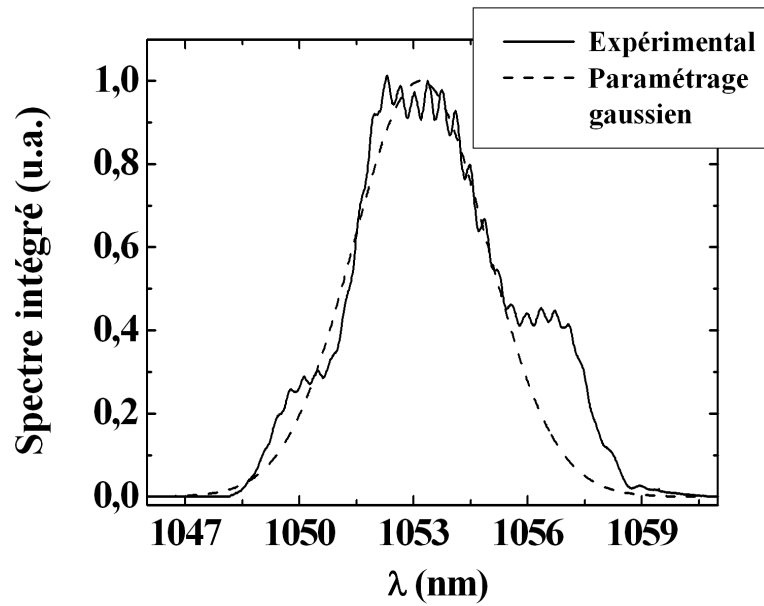


FIG. C.2 – Spectre expérimental de l'impulsion sonde constitué de trois pics en fréquence

Nous considérerons en premier lieu que cette allure de spectre peut se ramener à une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à la largeur du pic central, à savoir environ 4.15 nm (cela dépend du réglage du cristal dans la cavité régénératrice et du réglage du compresseur). On remarquera cependant que cette largeur approchée que nous noterons  $\Delta\lambda_{comp}$  correspond tout à fait à la durée du signal sonde que nous avons mesurée par auto-corrélation mono-coup au moment de la réalisation de la mesure, à savoir  $\tau_0 \approx 400$  fs. Le champ électrique normalisé qui décrit l'impulsion comprimée s'écrit donc en temps :

$$E_{comp}(t) = \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{t}{\tau_0} \right)^2 \right] \quad (C.8)$$

ce qui nous donne par TF le spectre en fréquence correspondant :

$$E_{comp}(\omega) = \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{\omega}{\Delta\omega_{comp}} \right)^2 \right] \quad (C.9)$$

$$\text{avec } \Delta\omega_{comp} = \frac{4 \ln 2}{\tau_0} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda_{comp}$$

### C.2.2 Cas de l'impulsion étirée = sonde à dérive de fréquence

Dans le cas de l'étirement d'une impulsion à large spectre, nous devons raisonner au départ dans le domaine des fréquences. Le spectre d'une telle impulsion s'écrit alors :

$$E_{sonde}(\omega) = \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{\omega}{\Delta\omega_{comp}} \right)^2 \right] \times \exp \left[ +i \phi_2(\omega) \right] \quad (C.10)$$

Le terme  $\phi_2(\omega)$  est celui apporté par le compresseur. Nous rappellerons que ce terme de phase s'écrit :

$$\begin{cases} \phi_2(\omega) &= \frac{T_2}{2} \omega^2 \\ T_2 &= \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left( \frac{N}{\cos \alpha} \right)^2 \Delta z \end{cases}$$

Il faut noter que dans cette expression,  $\Delta z$  est égal à 2 fois la longueur que nous avons ajoutée en déplaçant le deuxième réseau du compresseur à l'aide de la platine de translation, car le faisceau fait un aller-retour dans le compresseur. Nous avons donc fait le calcul de la TF inverse pour retrouver l'évolution temporelle du champ électrique de l'impulsion sonde à dérive de fréquence. D'après la relation précédente, le champ électrique total émis par l'impulsion sonde étirée s'écrit dans le domaine temporel :

$$E_{sonde}(t) = \exp \left[ -2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_0^2 F^2} \right] \exp \left[ +i 2 \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{\tau_0^2 F^2} t^2 \right] \quad (C.11)$$

Une fois que nous avons exprimé le champ électrique en fonction du temps pour chacune des deux sources utilisées, nous pouvons passer au calcul des relations temps-fréquence et de la résolution spectrale de la mesure. Cela nécessite le calcul du spectre du signal issu du mélange des deux sources dans le cristal doubleur.

### C.3 La relation temps-fréquence

Après le mélange dans le cristal doubleur avec l'impulsion sonde étirée, un phénomène de durée  $\Delta T$  correspondra, au niveau du spectre de second harmonique que nous étudions, à un signal de largeur spectrale  $\delta\lambda_{2\omega}$ . Nous devons donc établir la relation qui lie ces deux grandeurs..

Si alors la source MUSE lissée est composée de deux impulsions séparées dans le temps d'une valeur  $\Delta T$ , cela devrait donc se traduire au niveau du spectre, obtenu par Transformée de Fourier, par un signal décalé en fréquence d'une grandeur  $\delta\lambda_T$  proportionnelle. Nous devons donc utiliser les expressions des champs électriques présentées dans le paragraphe précédent, en modifiant légèrement l'expression de la source MUSE. Cette fois-ci, le champ électrique issu de MUSE est composé alors de deux termes : l'un centré à  $t = 0$  et l'autre décalé d'un "temps retard"  $\Delta T$ . Le champ issu de MUSE s'écrit donc dans le domaine temporel :

$$\begin{aligned} E_M(t)_{\Delta T} &= E_M(t) + E_M(t + \Delta T) \\ &= E_M(t) + \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{t + \Delta T}{\tau_c} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

On rappelle alors l'expression du champ électrique issu de la source sonde étirée :

$$E_{sonde}(t) = \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{t}{F\tau_0} \right)^2 \right] \exp \left[ +2i \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{F^2\tau_0^2} t^2 \right]$$

On peut ainsi faire le calcul du signal au second harmonique issu du mélange des deux impulsions dans le cristal doubleur. Il s'écrit comme le produit du champ issu des deux sources :

$$E^{2\omega}(t) = \left[ E_M(t) + E_M(t + \Delta T) \right] \times E_{sonde}(t)$$

On trouve, après calcul :

$$\begin{aligned}
E^{2\omega}(t) &= E_M(t) \times E_{sonde}(t) \\
&+ \exp \left\{ -\frac{2 \ln 2}{\tau_c^2} \left( 1 + \frac{\tau_c^2}{F^2 \tau_0^2} \right) \left[ t + \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2 \tau_0^2}} \right]^2 \right\} \\
&\times \exp \left[ +2i \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{F^2 \tau_0^2} \left( t + \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2 \tau_0^2}} \right)^2 \right] \\
&\times \exp \left[ -4 \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{F^2 \tau_0^2} \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2 \tau_0^2}} t \right] \times \mathbf{O}(\Delta T^2)
\end{aligned} \tag{C.12}$$

où  $\mathbf{O}(\Delta T^2)$  est un terme en  $\Delta T^2$  qui ne dépend pas du temps.

Cette expression est un peu compliquée, mais en prenant la TF, on reconnaît la TF du signal de second harmonique  $E_{speck}(\omega) = TF\{E_M(t) E_{sonde}(t)\}$ , sans le décalage temporel  $\Delta T$ . On trouve ainsi :

$$\begin{aligned}
E^{2\omega}(\omega) &= E_{speck}(\omega) \\
&+ E_{speck}(\omega) \times \exp \left[ -i\omega \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2 \tau_0^2}} \right] \\
&\otimes \int \exp \left[ -4i \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{F^2 \tau_0^2} \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2 \tau_0^2}} t \right] \exp[-i\omega t] dt
\end{aligned}$$

Cette transformée de Fourier est en fait le produit de convolution de  $E_{speck}(\omega)$  multiplié par un terme de décalge spectral avec une fonction de Dirac dans le domaine spectral (dans



le terme intégrale). On peut donc le ré-écrire comme :

$$\begin{aligned}
 E^{2\omega}(\omega) &= E_{speck}(\omega) \\
 &+ E_{speck}(\omega) \times \exp \left[ -i\omega \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2\tau_0^2}} \right] \\
 &\otimes \delta \left( \omega + 4 \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{F^2\tau_0^2} \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2\tau_0^2}} \right)
 \end{aligned}$$

Pour l'instant, on ne connaît pas l'expression de  $E_{speck}(\omega)$ . On veut juste connaître l'influence d'un retard  $\Delta T$  dans le domaine spectral.

On obtient donc pour l'instant l'expression recherchée du spectre du signal obtenu au second harmonique lorsque l'on mélange la source sonde étirée avec la source lissée composée de deux impulsions espacées d'un temps  $\Delta T$ . L'expression précédente peut donc se simplifier de telle sorte que :

$$\begin{aligned}
 E^{2\omega}(\omega) &= E_{speck}(\omega) \\
 &+ E_{speck}(\omega) \times \exp \left[ -i\omega \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2\tau_0^2}} \right] \otimes \delta(\omega - \delta\omega_{\Delta T})
 \end{aligned}$$

avec  $\delta\omega_{\Delta T}$  le décalage en fréquence engendré par le décalage temporel  $\Delta T$ . Ce terme de décalage exprime donc la correspondance temps / fréquence que nous cherchions à connaître. Nous sommes en mesure, connaissant cette relation, d'en déduire le temps de vie des speckles correspondant et par conséquent la vitesse transverse des speckles, par une simple mesure de spectre. On trouve donc :

$$\boxed{\delta\omega_{\Delta T} = 4 \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{F^2\tau_0^2} \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2\tau_0^2}}} \quad (C.13)$$

Comme il s'agit d'un décalage spectral au second harmonique, on peut le réexprimer en longueur d'onde :

$$\delta\omega_{\Delta T} = \frac{2\pi c}{\lambda_{2\omega}^2} \delta\lambda_{\Delta T} = 4 \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \delta\lambda_{\Delta T} \quad (C.14)$$

d'où :

$$\delta\lambda_{\Delta T} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{F^2 \tau_0^2} \frac{\Delta T}{1 + \frac{\tau_c^2}{F^2 \tau_0^2}} \quad (\text{C.15})$$

La relation temps / fréquence est donc connue et peut être utilisée directement pour le traitement des mesures de spectres. Nous voyons qu'il s'agit simplement d'une relation de proportionnalité directe avec le délai  $\Delta T$ . Elle fait intervenir le facteur d'étirement  $F$  de l'impulsion sonde et les durées de chaque source. Pour chacun de ces termes, on devra prendre dans le cadre des mesures, les valeurs fixes qui sont 400 fs pour la durée de l'impulsion sonde, 1,4 ps pour la durée de la source lissée, et la valeur du facteur d'étirement qui dépend de la configuration de l'expérience.

Passons alors à la deuxième partie de l'étude théorique, qui traite de la résolution spectrale à laquelle on peut s'attendre dans le cadre de cette expérience pompe-sonde à couplage temps-fréquence. Nous avons vu que la relation temps-fréquence a été calculée à partir du spectre du signal issu du mélange des deux impulsions. Mais, l'expression du spectre  $E^{2\omega}(\omega)$  à  $2\omega$  fait apparaître le terme  $E_{speck}(\omega)$  que nous n'avons toujours pas calculé. C'est ce terme qui va fixer la résolution spectrale de la mesure. Nous allons voir que le facteur limitant est le rapport de durée des deux impulsions utilisées.

## C.4 Résolution spectrale de la mesure

La valeur de la résolution spectrale se déduit de l'expression du champ  $E_{speck}(\omega)$  dans le domaine spectral, au second harmonique. Nous savons que  $E_{speck}(\omega) = TF\{E_M(t) E_{sonde}(t)\}$ . Nous allons donc consacrer cette dernière partie au calcul de cette transformée de Fourier.

### C.4.1 Mélange de MUSE et de la sonde recomprimée

Le champ au second harmonique s'écrit dans le domaine temporel comme le produit du champ issu de la source lissée avec celui issu de la sonde recomprimée :

$$E^{2\omega}(t) = E_M(t) \times E_{comp}(t) = \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{t}{\tau_c} \right)^2 \right] \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{t}{\tau_0} \right)^2 \right]$$

D'après la démarche habituelle, le spectre du champ à  $2\omega$  issu du mélange de MUSE avec la source sonde recomprimée, obtenu par TF, s'écrit :

$$E^{2\omega}(\omega) = \exp \left\{ -\frac{\omega^2}{4 \left[ 2 \ln 2 \left( \frac{1}{\tau_c^2} + \frac{1}{\tau_0^2} \right) \right]} \right\}$$

$$E^{2\omega}(\omega) = \exp \left[ -2 \ln 2 \left( \frac{\omega}{\Delta\omega_{2\omega}} \right)^2 \right]$$

Donc par identification :

$$\Delta\omega_{2\omega} = 4 \ln 2 \sqrt{\frac{1}{\tau_c^2} + \frac{1}{\tau_0^2}}$$

Si on pose  $\alpha = \frac{\tau_c}{\tau_0}$  comme le rapport de la durée du signal que l'on veut sonder sur la durée du signal de sonde, il vient :

$$\Delta\omega_{2\omega} = \frac{4 \ln 2}{\tau_0} \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^2}}$$

Nous connaissons ainsi la relation directe entre la largeur spectrale de l'impulsion sonde et celle du signal recueilli lorsque la sonde est comprimée :

$$\boxed{\Delta\omega_{2\omega} = \Delta\omega_{comp} \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^2}}} \quad (\text{C.16})$$

On peut la ré-écrire en terme de longueur d'onde, ce qui donne :

$$\boxed{\Delta\lambda_{2\omega} = \Delta\lambda_{lim} \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^2}}} \quad (\text{C.17})$$

avec  $\Delta\lambda_{lim} = \Delta\lambda_{comp}/4$ .

Dans cette expression, nous voyons que le spectre du signal de second harmonique s'exprime non seulement en fonction de la largeur spectrale du signal sonde mais aussi en fonction du rapport des durées  $\alpha$ . Il se présente donc deux cas de figure, qui dépendent des caractéristiques des sources que nous utilisons dans cette expérience pompe-sonde : soit  $\alpha$  est très supérieur à 1, c'est-à-dire que la sonde est extrêmement plus courte que le signal que l'on veut sonder ; soit les deux durées signal et sonde sont du même ordre de grandeur, c'est-à-dire que  $\alpha$  est

plutôt proche de 1.

★ **Cas 1** :  $\alpha \gg 1$  Cas où la source est extrêmement courte par rapport à la durée des speckles, ce qui n'a pas pu être réalisé dans notre cas, étant donné que nous ne disposons pas de ce genre de sources. *Exemple* :  $\tau_0 = 30$  fs, et  $\tau_c = 1,4$  ps. Dans ce cas-là,  $1/\alpha^2 \ll 1$ , ce qui revient à dire que :

$$\boxed{\Delta\lambda_{2\omega} \Big|_{\alpha \gg 1} = \Delta\lambda_{lim}} \quad (C.18)$$

Cela signifie  $\Delta\omega_{2\omega} \Big|_{\alpha \gg 1} = \Delta\omega_{comp}$ . Si l'on fait l'application numérique dans le cas de notre source sonde, on pourrait s'attendre à mesurer un spectre à  $2\omega$  de 1,06 nm.

Par contre, dans l'autre cas il faut tenir compte du rapport des durées.

★ **Cas 2** :  $\alpha \approx 1$  Cas où la sonde est légèrement plus courte que le phénomène que l'on veut observer, typiquement comme dans le cadre de la manip :  $\tau_0 = 400$  fs, et  $\tau_c = 1.4$  ps. Dans ce cas, on doit prendre en compte le terme sous la racine carré :

$$\boxed{\Delta\lambda_{2\omega} \Big|_{\alpha \approx 1} = \Delta\lambda_{lim} \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha^2}}} \quad (C.19)$$

Application numérique : si  $\alpha$  vaut 3,7 alors  $\Delta\lambda_{2\omega}$  vaut  $\Delta\lambda_{lim} \times 1,04$  soit environ 1,2 nm.

**En résumé** : On retiendra que la largeur spectrale du signal mesuré au second harmonique est proportionnelle à la largeur spectrale de la sonde  $\Delta\lambda_{comp}$  multiplié par un facteur correctif qui dépend de la durée de la sonde par rapport au phénomène que l'on veut observer. Dans le cas qui nous concerne, nous sommes dans la configuration où le calcul de la largeur spectrale ne se simplifie pas. Il faut donc prendre en compte ce facteur correctif. On notera cependant que la différence entre les deux valeurs (cas 1 ou 2) n'est pas si importante que ça, sachant qu'elle ne vaut que 4% .

Passons donc maintenant au cas où la sonde est étirée d'un facteur F, jusqu'à une durée que nous nommerons  $\Delta t_{etir}$ . C'est par ce calcul que nous pourrions déterminer la résolution spectrale de la mesure.

### C.4.2 Mélange de MUSE et de la sonde étirée : résolution spectrale attendue

Le champ au second harmonique est donné par le produit du champ délivré par MUSE avec celui délivré par la sonde étirée :

$$\begin{aligned} E^{2\omega}(t) &= E_M(t) E_{sonde}(t) \\ &= \exp\left[-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_c^2}\right] \exp\left[-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_0^2 F^2}\right] \exp\left[+i 2 \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{\tau_0^2 F^2} t^2\right] \end{aligned}$$

On obtient alors par TF :

$$E_{speck}(\omega) = \exp\left[-\frac{8 \ln 2 \left(\frac{1}{\tau_c^2} + \frac{1}{\tau_0^2 F^2}\right) + i 8 \ln 2 \frac{\sqrt{F^2 - 1}}{\tau_0^2 F^2}}{64 \ln^2 2 \left(\frac{1}{\tau_c^2} + \frac{1}{\tau_0^2 F^2}\right)^2 + \frac{64 \ln^2 2 (F^2 - 1)}{\tau_0^4 F^4}} \omega^2\right] \quad (C.20)$$

De façon générale, nous pouvons définir le spectre du signal au second harmonique comme le produit d'une partie réelle et d'une partie imaginaire :

$$E_{speck}(\omega) = \exp\left[-2 \ln 2 \left(\frac{\omega}{\Delta\omega_{2\omega}}\right)^2\right] \exp\left[-i\Phi(\omega)\right]$$

Considérons tout d'abord la partie réelle. On trouve alors par identification une expression de la largeur spectrale  $\Delta\omega_{2\omega}$  du signal mesuré au second harmonique :

$$\Delta\omega_{2\omega} = \frac{\Delta\omega_{comp}}{F} \sqrt{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2 + \frac{F^2 - 1}{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2}} \quad (C.21)$$

Et donc, en longueur d'onde :

$$\Delta\lambda_{2\omega} = \frac{\Delta\lambda_{comp}}{4F} \sqrt{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2 + \frac{F^2 - 1}{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2}} \quad (C.22)$$

En ré-introduisant le terme  $\Delta\lambda_{lim}$  dans cette expression, on obtient l'expression analytique de la résolution spectrale limite de la mesure :

$$\Delta\lambda_{2\omega} = \frac{\Delta\lambda_{lim}}{F} \sqrt{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2 + \frac{F^2 - 1}{1 + \left(\frac{F}{\alpha}\right)^2}} \quad (\text{C.23})$$

avec

$$\begin{cases} \alpha &= \frac{\tau_c}{\tau_0} \\ F^2 &= 1 + \frac{16 \ln 2}{\tau_0^4} T_2^2 \end{cases}$$

Il s'agit en fait de la largeur spectrale d'un grain de speckle au second harmonique délivré par notre source lissée, lorsqu'elle est sondée par une impulsion étirée d'un facteur F, de largeur spectrale  $\Delta\lambda_{comp}$ .

---

# Références

---

- [1] J-F. Eloy. Lasers de puissance. Interaction laser-matière solide et applications. Rapport CEA [1990].
- [2] G. Cheriaux, P. Curley, G. Darpentigny, P. Rousseau, G. Hamoniaux, A. Antonetti, J.P. Chambaret, C. Le Blanc, F. Salin. Generation of 25-tw, 32-fs pulses at 10 hz. *Opt. Lett.*, 1996, vol. 21, no. 23, p. 1921.
- [3] L. Videau. *Le lissage optique pour les chaînes laser de puissance*. Thèse de doctorat : Physique, Ecole Polytechnique, 1998.
- [4] J. Garnier, L. Videau. Statistical analysis of the sizes and the velocities of laser hot spots of smoothed beams. *Phys. Plasma.*, 2001, vol. 8, no. 11, p. 4914.
- [5] A. L. Shalow, C. H. Townes. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, 1958, vol. 112, no. 6, p. 1940.
- [6] T. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 1960, vol. 187, pp. 493-494.
- [7] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy*. 3<sup>eme</sup> Ed. Berlin : Springer, 2003.
- [8] E.P. Ippen, C.V. Shank, A. Dienes. Passive mode locking of the cw dye laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, vol. 21, no. 8, p. 348.
- [9] E. Bordenave. *Application du laser femtoseconde à l'imagerie de tissus biologiques en champ large*. Thèse de doctorat : Sciences physiques et de l'Ingénieur, Université de Bordeaux I, 2002.
- [10] F. Krausz. *Controlling and recording attosecond atomic transient*, JMA1, Conference on Lasers and Electro-Optics, San Francisco, 2004.

- [11] R. Dautray, J. P. Watteau. *La Fusion thermonucléaire inertielle par laser*, Volume 1. Paris : Eyrolles, 1995.
- [12] N. Blanchot. *Génération d'impulsions femtosecondes dans le domaine des 100 térawatts par amplification dans des mélanges de verres, et démonstration de focalisation à des densités de puissance supérieures à  $2.10^9$  W/cm<sup>2</sup>*. Thèse de doctorat : Physique, Université de Paris XI Orsay, 1995.
- [13] W. Koechner. *Solid-state laser engineering*. New-York : Springer, 1976.
- [14] R. Wood *Damage theory in laser-induced damage of optical materials*. Taylor and Francis, 2003, 241 p.
- [15] H. Bercegol, P. Bouchut, L. Lamaignière, B. Le Garrec, G. Razé. *The impact of laser damage on the lifetime of optical components in fusion lasers*, sept. 2003, Boulder. Proceedings of the 35th annual Boulder Damage Symposium, 2003.
- [16] M. Mandel, E. Wolf. Coherence properties of optical fields. *Rev. Mod. Phys.*, 1965, vol. 37, no. 2, p. 231.
- [17] H.P. Weber, H.G. Danielmeyer. Multimode effects in intensity correlation measurements. *Phys. Rev. A*, 1970, vol. 2, no. 5, p. 2074.
- [18] M. Born, E. Wolf. *Interference and diffraction with partially coherent light*. **In** : Principles of Optics. 2ème ed., Pergamon Press, 1964.
- [19] J. W. Goodman. *Statistical properties of laser speckle patterns*. **In** : J. C. Dainty, Laser speckles and related phenomena. 2ème ed., Springer, 1984.
- [20] V. Ryabukho, D. Lyakin M. Lobachev. Longitudinal pure spatial coherence of a light field with wide frequency and angular spectra. *Opt. Lett.*, 2005, vol. 30, no. 3, p. 224, .
- [21] T. Ditmire, E.T. Gumbrell, R. A. Smith, J. W. G. Tisch, D. D. Meyerhofer, M. R. Hutchison. Spatial coherence measurement of soft x-ray radiation produced by high-order harmonic generation. *Phys. Rev.*, 1996, vol. 77, no. 23, p. 4756.
- [22] P. Michel. *Perte de cohérence d'un faisceau laser intense lors de sa propagation dans un plasma*. Thèse de doctorat : Physique, Ecole Polytechnique, 2003.



- [23] L. Le Déroff, P. Salières, B. Carré, D. Joyeux, D.D. Phalippou. Measurement of the degree of spatial coherence of high-order harmonics using a fresnel-mirror interferometer. *Phys. Rev. A*, 1999, vol. 16, no. 4, 043802.
- [24] R. H. Lehmberg, A. J. Schmidt, S. E. Bodner. Theory of induced spatial incoherence. *J. Appl. Phys.*, 1987, vol. 62, no. 7, p. 2680.
- [25] L. Videau, C. Rouyer, J. Garnier, A. Migus. Motion of hot spots in smoothed beams. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1999, vol. 16, no. 7, p. 1672.
- [26] L. Videau. Rapport général sur le lissage optique pour la LIL et le LMJ. Rapport technique, CEA, 2001.
- [27] H. A. Rose, D.F. Dubois. Statistical properties of laser hot spots produced by a random phase plate. *Phys. Fluids B*, 1993, vol. 5, no. 2, pp. 590-596.
- [28] J. Garnier. Statistics of hot spots of smoothed beams produced by random phase plate revisited. *Physics of plasmas*, 1999, vol. 6, no. 5, p. 1601.
- [29] J. Surville, J. Luce, G. Deschazeaux, C. Rouyer, S. Montant. *Incoherent smoothed 20 mJ beam delivered by diode pumped laser oscillator*, CTuX7, Conference on Lasers and Electro-Optics, San Francisco, 2004.
- [30] C. Labaune, H. Bandulet, S. Depierreux, K. Lewis, P. Michel, A. Michard, H.A. Baldis, S. Hulin, S. Hüller, V. Tikhonchuk, C. Riconda, S. Weber. Laser-plasma interaction experiments in the context of inertial fusion. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2004, vol. 46, no. 12B, B301.
- [31] P. Michel, C. Labaune, H. Bandulet, K. Lewis, S. Depierreux, S. Hulin, G. Bonnaud, V. Tikhonchuk, S. Weber, G. Riazuelo, H.A. Baldis, A. Michard. Strong reduction of the degree of spatial coherence of a laser beam propagating through a preformed plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, vol. 92, no. 17, 175001.
- [32] J. Fusch, C. Labaune, H. Bandulet, P. Michel, S. Depierreux, H. A. Baldis, A. Michard. Réduction du temps de cohérence d'une impulsion laser intense se propageant dans un plasma sous-critique. Rapport technique, LULI, 2001.
- [33] A. Jolly, J. Luce, Ph. Pasquet, C. Le-Champion, G. Bourgoïn, C. Rouyer, Ph. Estrallier. *Active components for the LMJ diode-pumped regenerative amplifier*, Annual

- International Conference on Solid State Laser for Application to Inertial Confinement Fusion, Oct. 1996, Paris. Proc. of the SPIE, 1997.
- [34] M. Born, E. Wolf. *Intereference and diffraction with partially coherent light*. **In** : Principles of Optics. 2ème ed., Pergamon Press, 1964, p. 501.
- [35] C. Weilmann, C. Denz. Solitary beam formation with partially coherent light in an anisotropic photorefractive medium. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 2003, vol. 5, no. 6, S529.
- [36] J. Surville, L. Videau, S. Montant, C. Stenz, C. Sauteret. Spatial and temporal coherence characterization of a smoothed laser beam. *Opt. Lett.*, 2004, vol. 29, no. 20, p. 2336.
- [37] J. W. Goodman. *Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie*. Paris : Masson, 1972.
- [38] A. Zajac, E. Hecht, *Optics*. 3ème ed., Addison-Wesley, 1997.
- [39] R. Rokitski, P.-C. Sun, Y. Fainman. Study of spatial-temporal characteristics of optical fiber based on ultrashort-pulse interferometry. *Opt. Lett.*, 2001, vol. 26, no. 15, p. 1125.
- [40] R. Rokitski, Y. Fainman. Propagation of ultrashort pulses in multimode fiber in space and time. *Optics Express*, 2003, vol. 11, no. 13, p. 1497.
- [41] Z. Liu, M. Centurion, G. Panotopoulos, J. Hong, D. Psaltis. Holographic recording of fast events on a ccd camera. *Opt. Lett.*, 2003, vol. 27, no. 1, p. 22.
- [42] M. R. Spiegel, L. J. Stephens. *Statistique*, McGraw-Hill, 1972.
- [43] D. Strikland, G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 1985, vol. 56, no. 3, p. 219.
- [44] G. Brun, L. Verrier, D. Troadec, C. Veillas. Low coherence interferometric technique for detection of transparent objects in turbid media. *Opt. Comm.*, 1999, vol. 168, no. 1-4, p. 261.
- [45] T. Planchon. *Modélisation des processus liés à l'amplification et à la propagation d'impulsions étirées dans des chaines laser de très haute intensité*. Thèse de doctorat : Physique, Ecole Polytechnique, 2003.

- [46] J. Garnier. Highly efficient sum-frequency generation for phase-modulated pulses. Article non-soumis, 2001.

**Titre**

Développement et mise en œuvre de diagnostics spécifiques pour l'analyse d'une figure de tavelures obtenue par lissage optique

**Résumé**

Trois méthodes d'analyse des speckles générés par une source lissée sont présentées. La première permet de faire directement la mesure des fonctions de cohérence temporelle et spatiale de notre source, à l'aide d'un interféromètre de Michelson modifié. La deuxième est une méthode pompe-sonde permettant de "photographier" une figure de speckles générée à un instant précis. Et la troisième est une évolution de la seconde qui, grâce à une impulsion sonde à dérive de fréquence, aboutit à un codage temps-fréquence. On peut ainsi suivre les speckles au cours du temps et décrire leur mouvement. Grâce à ces trois méthodes, on accède à la mesure de la taille et de la durée moyenne des speckles, mais aussi à la taille, la durée de chacun d'entre eux et leur vitesse dans une direction privilégiée. L'ensemble des résultats a été confronté aux différentes théories existantes.

**Mots clés**

- lissage optique
- speckles
- cohérence
- statistique

**Title**

Developing and setting up optical methods to study the speckle patterns created by optical beam smoothing

**Abstract**

We have developed three main optical methods to study of the speckles generated by a smoothed laser source. The first method addresses the measurement of the temporal and spatial correlation functions of the source, with a modified Michelson interferometer. The second one is a pump-probe technique created to "take a picture" of a speckle pattern generated at a given time. And the third one is an evolution of the second method dedicated to time-frequency coding, thanks to a frequency chirped probe pulse. Thus, the speckles can be followed in time and their motion can be described. According to these three methods, the average size and duration of the speckles can be measured. It is also possible to measure the size and the duration of each of them and mostly their velocity in a given direction. All the results obtained have been confronted to the different existing theories.

**Key words**

- optical beam smoothing
- speckles
- coherence
- statistics