HAL
open science

Optimisation de la modulation de phase utilisée pour les lasers de puissance : Minimisation de la conversion FM-AM tout en conservant les fonctionnalités d'élargissement spectral nécessaire à la fusion

Steve Hocquet

▶ **To cite this version:**

Steve Hocquet. Optimisation de la modulation de phase utilisée pour les lasers de puissance : Minimisation de la conversion FM-AM tout en conservant les fonctionnalités d'élargissement spectral nécessaire à la fusion. Physics [physics]. Télécom ParisTech, 2009. English. NNT : . pastel-00005878

HAL Id: pastel-00005878

https://pastel.hal.science/pastel-00005878

Submitted on 8 Apr 2010

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

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

Thèse

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'École Doctorale d'Informatique,

Télécommunications et Électronique de Paris

Spécialité : Électronique et Communications

par

Steve HOCQUET

Optimisation de la modulation de phase utilisée pour les lasers de puissance

Minimisation de la conversion FM-AM tout en conservant les fonctionnalités d'élargissement spectral nécessaire à la fusion

Soutenue le 9 novembre 2009 devant le jury composé de

Eric Freysz	Président
Eric Cormier	Rapporteurs
Patrick Georges	
Jonathan Zuegel	Examinateur
Yves Jaouen	Directeurs de thèse
Denis Penninckx	
Claude Gouedard	Invité

Résumé

Dans ce manuscrit, nous abordons la problématique des modulations de phase sur les lasers de puissance (comme le Laser MégaJoule, projet développé en France) et de leur impact sur différents phénomènes physiques comme la suppression de la diffusion Brillouin stimulée (nécessaire pour éviter l'endommagement des optiques) et le lissage optique qui permet une homogénéisation spatiale des taches focales. Nous abordons de manière approfondie les contreparties des modulations de phase et en particulier la conversion FM-AM qui est source de modulations d'intensité non désirées et de perte d'énergie. Nous donnons une modélisation qui se veut complète des phénomènes générant de la conversion FM-AM sur une chaîne de laser de puissance. Nous étudions théoriquement et expérimentalement les deux méthodes permettant de réduire la conversion FM-AM à distorsion spectrale donnée : la compensation des fonctions de transfert et la modification du signal de modulation de phase pour le rendre moins sensible aux effets de distorsions spectrales. Concernant la seconde voie d'exploration, nous déterminons quelle devrait être la forme du spectre idéal de la modulation de phase et nous donnons une méthode pour s'en approcher. Nous montrons la faisabilité pratique d'une telle méthode et nous effectuons différentes expériences pour montrer dans quelles mesures ces solutions peuvent améliorer les performances des lasers de puissance. Nous concluons ce manuscrit de thèse, en proposant des solutions optimisées pour le Laser MégaJoule.

Mots clés

- modulation de phase
- diffusion Brillouin stimulée
- conversion de fréquence
- conversion FM-AM
- lissage optique
- laser de puissance

Remerciements

Le travail présenté dans ce document a été effectué au Commissariat à l'Energie Atomique, sur le Centre Scientifique et Technique d'Aquitaine (CESTA). Je remercie MM. F. Kovacs et J. Moretto pour l'accueil au sein du Département des Lasers de Puissance ainsi que MM. Ph. Estraillier, F. Jousse et M. Nicolaizeau pour m'avoir permis de travailler dans leur service.

Je remercie plus que chaleureusement Denis Penninckx pour m'avoir proposé ce sujet, m'avoir fait déménagé, m'avoir encadré au jour le jour, m'avoir transmis son enthousiasme, sa rigueur scientifique et ses méthodes de travail. Je sais bien que ce n'est pas toi le magicien dans la famille, mais je n'ai toujours pas compris le « truc » que tu avais pour me motiver constamment pendant ces trois ans où on a travaillé ensemble. Ces quelques lignes sont bien faibles pour traduire que, si cette thèse s'est bien déroulé, c'est très largement grâce à toi. De mon côté, j'espère t'avoir donné satisfaction ou, à défaut, t'avoir fait rire quelques fois avec mes blagues développées jusqu'au troisième degré.

Je tiens aussi à remercier Yves Jaouën, mon autre directeur de thèse, dont le point de vue extérieur a été d'une grande aide. Tu m'a appris tous les rouages académiques (abstract, articles, oraux, posters, etc.), ce que j'ai beaucoup apprécié. Merci pour le soutien et l'aide fournie tout au long de ces trois ans. Merci aussi pour ta gentillesse.

Un merci particulier à Claude Gouédard pour avoir suivi mes travaux de thèse. J'ai beaucoup apprécié les conversations que l'on a eues. Je retiendrai, en plus du brillant scientifique, l'homme à l'humour fin et ravageur. Merci aussi à Jean-François Gleyze pour l'aide concernant les parties techniques sur les différentes expériences, les contacts avec les différentes entreprises sous-traitantes…et d'avoir ri de mes difficultés à rejoindre Lannion en temps de grève.

J'exprime toute ma gratitude à MM. E. Cormier et P. Georges pour avoir été rapporteurs de cette thèse, et d'avoir lu de manière approfondie ce manuscrit. Je remercie. MM. E. Freysz et J. Zuegel, pour avoir été examinateurs de cette thèse et pour avoir porté de l'intérêt à mon travail.

Une pensée à mes collègues du laboratoire et merci à ceux avec qui j'ai travaillé : Edouard, Jacques, Jean-Paul et Gabriel. Merci à Antoine pour la relecture de mes démonstrations mathématiques. Merci aux autres pour m'avoir accueilli chaleureusement.
Merci au laboratoire d'opto-électronique pour l'aide obtenue sur la LIL et à l'équipe Alisé lors des expériences de fin de thèse.
Un merci particulier aux « survivants » du Bureau de l'étudiant, collègues thésards : Ambre et Olivier au début, Aurélie et Jessica à la fin. Bon courage à Jessica mais je ne me fais aucun souci pour toi. Merci aux stagiaires qui ont aussi traversé ce bureau : Igor, Axel et Benoît.
Un merci et des félicitations à Geoffrey pour avoir réussi à travailler sous mes directives. En plus, nous avons fait du bon travail et ce chapitre 3 n'aurait jamais été écrit sans ta présence. Merci aussi à Damien que j'ai eu à encadrer en toute fin de thèse. J'étais assez pris mais j'espère que tu as au moins retenu une ou deux « astuces » sous Matlab.
Bon courage à tous les « jeunes de passage » croisés durant cette période, je cite en vrac : Karell, Sébastien, Anthony, Nicolas, Ludovic, Vincent et Manuel.

Ce n'est pas fini pour les remerciements. Comprenez qu'en trois ans, on en rencontre du monde ! Je voudrais maintenant remercier les apprentis supoptiques : Marion, Franck, Philippe, Allan. Sans oublier Florence, Julie et Sophiane :
Florence, tu me feras toujours rire, ne cherche même pas à comprendre pourquoi, je ne saurais l'expliquer. À très bientôt.
Julie…je n'ai pas la place pour dire tout le bien que je pense de toi. Mais, je te dédicace les compliments que j'ai eus sur ma cuisine le jour du pot parce que, si effort il y a eu, c'est bien grâce à toi. Je n'oublie pas non plus ta présence au quotidien durant la troisième année et j'aurais une pensée pour toi, en particulier, lors de mon prochain tour de patins…
Sophiane : Merci pour ta bonne humeur, ton infinie gentillesse et ton humour « surprenant », j'adore ! Merci d'avoir relu ma thèse avec courage et d'avoir corrigé grand nombre de ses fotes (dommage que tu n'ais pas relu les remerciements…).
Merci à André et Vincent pour aider les jeunes supoptiques que nous sommes. Merci à Fifi pour la relecture du manuscrit et Cécile, pour ces souvenirs de Broadway.

Il me faut arriver à la fin de la deuxième page de remerciements pour souligner l'importance qu'on eut certaines personnes en dehors de cette thèse. En premier lieu, mes parents, Marie-France et Dominique, à qui je dédie ce manuscrit. Vous m'avez toujours soutenu et vous êtes si fiers de moi. Merci…mais surtout, merci d'être terre à terre, et de m'avoir fait comprendre

l'importance de la vie face à tout le reste. Vous êtes les meilleurs et si quelqu'un doit être fier de l'autre, c'est moi qui suis fier de vous.
Merci au reste de ma petite famille, en particulier à Jocelyne et Pascal et à mes deux grand-mères, pour leur soutien inconditionnel.

Enfin, merci à mes amis de la Normandie. Michael (you're awesome !), Cécile, Anthony, Guillaume, Adeline, et Soizic. Merci aux parisiens : Anne, David, Arthur et j'en passe…
Et merci à cette troupe rencontrée à Bordeaux et qui m'a fait aimer cette ville, mes amis du théâtre : Anne-Lise, Catherine et Clément, Freddy, Magali, Séverine, pour les plus proches. Pfiou…que dire de vous ? Vous êtes incroyables! Je n'oublie pas les autres : Stéphanie, Cécile, Marie, Cyril, Zénaïde, Lukas, Thomas, Pierre-Emmanuel… Un clin d'œil à Catherine que j'ai rencontré grâce à cette école du spectacle. Un grand merci à ces profs d'exceptions que sont Odile et Philippe : continuez à m'apprendre plein de choses, j'adore apprendre…

Merci à ceux que j'ai sans doute oublié de citer mais qui le mérite, vous avez contribué à ces trois belles années.

À mes parents,

Table des matières

Optimisation de la modulation de phase utilisée pour les lasers de puissance

Minimisation de la conversion FM-AM tout en conservant les fonctionnalités d'élargissement spectral nécessaires à la fusion

1 Introduction 3

1.1 Les lasers de puissance 3
1.2 Intérêt de la modulation de phase pour les lasers de puissance 6
1.3 Inconvénients de la modulation de phase 26
1.4 Plan du mémoire 31
1.5 Etat de l'art et originalité 33

2 La conversion FM-AM dans les lasers de puissance 39

2.1 Les causes de la conversion FM-AM dans le LMJ 39
2.2 Formalisme utilisé 40
2.3 Conversion FM-AM dans la source 46
2.4 Conversion FM-AM dans le MPA 51
2.5 Conversion FM-AM dans la Section Amplificatrice 53
2.6 Conversion FM-AM dans le système de conversion de fréquence 55
2.7 Quelles voies d'amélioration? 70

3 Compensation de la conversion FM-AM 77

3.1 Compensation des fonctions linéaires 77
3.2 Compensation du système de conversion de fréquence 82
3.3 Conclusions 93

4 Les modulations non sinusoïdales 97

4.1 Intérêts et choix 97
4.2 Réalisations pratiques 108
4.3 Stabilité des systèmes proposés 114
4.4 Vers une validation expérimentale 119

5 Impact de la modulation de phase non sinusoïdale sur les performances laser 125

5.1 Contrôle de la fonctionnalité anti-Brillouin 125

5.2 Contrôle de la fonctionnalité lissage 134

5.3 Réduction de la conversion FM-AM 152

5.4 Amélioration du rendement de conversion de fréquence 161

6 Compromis pour une modulation de phase optimisée sur le Laser MégaJoule 173

6.1 Optimisation de la modulation anti-Brillouin 173

6.2 Optimisation de la modulation du lissage 179

6.3 Quel compromis choisir ? 186

6.4 Conclusions et perspectives 189

Conclusion 193

Annexes 197

1 Annexe 1 199

1.1 Liens entre les fonctions de Bessel et les modulations de phase sinusoïdales 199

1.2 Calcul analytique du taux de modulation temporel pour différentes fonctions de transfert 204

1.3 Calcul de la dispersion angulaire apportée par un système de deux réseaux plans parallèles 208

1.4 Démonstration de l'inexistence d'une modulation de phase donnant une densité spectrale de puissance idéale 210

1.5 Conditions pour obtenir un spectre à DSP symétrique par rapport à la fréquence centrale dans le cas d'une modulation de phase à 2 et 3 harmoniques 213

1.6 Condition sur les filtres de la conversion FM-AM : Disparition des fréquences harmoniques impaires du spectre AM 216

1.7 Expressions analytiques des contrastes aux temps longs 218

2 Annexe 2 : Le code de propagation Miró 222

Chapitre 1

Introduction

1 Introduction 3

1.1 Les lasers de puissance 3

1.1.1 Intérêt des lasers de puissance pour la fusion par confinement inertiel.... 3

1.1.2 Le laser Mégajoule 4

1.2 Intérêt de la modulation de phase pour les lasers de puissance..... 6

1.2.1 La modulation de phase 7

1.2.2 Cas particulier de la modulation de phase sinusoïdale..... 10

1.2.3 Fonctionnalité anti-Brillouin..... 12

1.2.4 Fonctionnalité lissage 18

1.3 Inconvénients de la modulation de phase 26

1.3.1 La conversion FM-AM..... 27

1.3.2 Contrôle des performances laser..... 29

1.4 Plan du mémoire 31

1.5 Etat de l'art et originalité 33

1.5.1 La conversion FM-AM..... 33

1.5.2 La compensation des fonctions de filtrage..... 33

1.5.3 Les modulations non sinusoïdales..... 33

Références..... 35

« Si on commence avec des certitudes, on finit avec des doutes. Si on commence avec des doutes, on finit avec des certitudes. »

(Francis Bacon)

1 Introduction

1.1 Les lasers de puissance

1.1.1 Intérêt des lasers de puissance pour la fusion par confinement inertiel

Depuis leur première démonstration expérimentale par T. Maiman en 1960 [1], les lasers n'ont cessé de se développer et les puissances misent en jeu sont devenues de plus en plus grandes au fil des décennies. Les niveaux de puissance combinés à la cohérence spatiale des faisceaux lasers permettent d'effectuer des dépôts d'énergie importants et localisés. Par exemple, le principe de la fusion par confinement inertiel (FCI) consiste à utiliser un dépôt d'énergie laser parfaitement contrôlé afin de comprimer une cible de deutérium-tritium de façon homogène pour qu'elle atteigne les conditions de la fusion [2].

La FCI est développée au Commissariat à l'Energie Atomique à travers le projet Laser MégaJoule (LMJ). Lancé en 1995 suite à l'arrêt des essais nucléaires, le LMJ a pour objectif d'approcher en laboratoire les conditions physiques d'une explosion nucléaire. Outre les applications militaires, un tel laser permettra l'étude de nouveaux domaines de la physique des plasmas. À terme, puisque le gain de la cible est prévu pour être supérieur à 1, la FCI est potentiellement une source d'énergie et peut conduire à la création de nouvelles centrales productrices d'énergie. Un laser équivalent est développé aux Etats-Unis sous le nom de National Ignition Facility (NIF). Aujourd'hui, il existe un prototype du LMJ en fonctionnement appelé LIL (Ligne d'intégration laser) qui correspond à 1/30ème du LMJ.

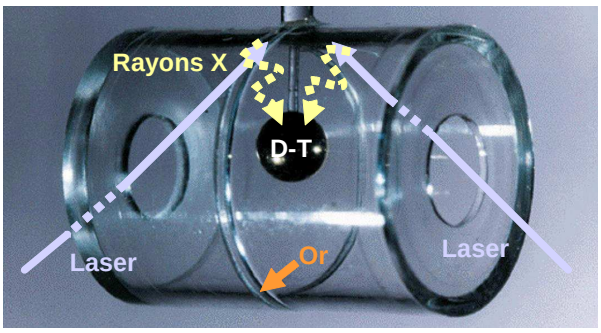

Figure 1-1 : Schéma de principe de la fusion par confinement inertiel sur le LMJ. Sur cette maquette, le cylindre en or a été remplacé par un cylindre en plastique transparent.

La compression laser sur le LMJ se fait par « attaque indirecte » (cf. Figure 1-1). Le faisceau laser dans l'ultraviolet n'attaque pas directement la cible. Afin de relâcher certaines

contraintes d'homogénéité spatiale (cf. paragraphe 1.2.3), il est d'abord converti en rayons X en se réfléchissant sur une paroi d'or. La présence d'un gaz dans la cavité est indispensable pour empêcher la détente du plasma d'or. L'impulsion va alors transformer le gaz en plasma, ce qui peut générer diverses instabilités (Raman, Brillouin) qu'il faut pouvoir maîtriser [3].
Les niveaux d'énergie et de puissance du LMJ génèrent des problèmes nouveaux qu'il faut surmonter : le contrôle des performances laser et des instabilités laser-cible et laser-plasma sont ce qui motive l'étude développée dans ce mémoire (cf. paragraphe 1.3).

1.1.2 Le laser Mégajoule

Afin d'atteindre la fusion de la cible, le dépôt d'énergie laser doit être d'environ **2MJ dans l'ultraviolet** (UV) sur une **durée effective de 4ns**. L'amplification n'étant accessible de manière aisée que dans l'infrarouge (IR), il faut utiliser un système de conversion de fréquence. À ces niveaux d'intensité crête (plusieurs GW/cm²), les rendements de conversion de fréquence entre l'IR et l'UV sont d'environ 50%[1]. Le Laser Mégajoule doit donc être capable de créer **4MJ dans l'infrarouge .**
Il est simple alors de comprendre pourquoi le LMJ est un projet aux dimensions impressionnantes. Les plaques amplificatrices sont des verres dopés au Néodyme où il a été montré par l'expérience que l'on pouvait stocker environ 0,3J/cm^3. Avec un coefficient d'extraction estimé à 40%, on en déduit un **volume** de verre laser utile de **35m^3** !
En se rapprochant des niveaux de tenue au flux des composants optiques (10J/cm² comparé à la limite de tenue au flux estimée à 14J/cm² [4]), on en déduit que la **surface** en sortie de l'ensemble des faisceaux doit être de **40m²**.
Sachant que la dimension d'une plaque est limitée par le risque d'auto-oscillation transverse, on limite la dimension transverse des faisceaux à 40cm (soit des plaques de 70cm à l'incidence de Brewster), ce qui donne un nombre minimum de faisceau d'environ **250 faisceaux**, chaque faisceau devant alors délivrer 8kJ dans l'UV.
À l'incidence de Brewster et en tenant compte de la réfraction dans le verre, il faut alors que l'épaisseur minimale de verre à traverser soit de **55cm** pour une extraction de 40% de l'énergie. En considérant des plaques d'épaisseur de **3cm** à l'angle de Brewster, on en déduit qu'il faut un minimum de **16 plaques par faisceau**.

[1] À haute intensité, les rendements sont de ~80% mais il faut savoir qu'une impulsion, pour atteindre la fusion, n'est pas uniforme et est aussi composée d'un pré-palier à basse intensité où le rendement n'est que de ~10%, l'ensemble donnant un rendement en énergie de 50%.

Si une extraction de 40% de l'énergie des plaques est réaliste, elle ne se fait pas en forcément en un seul passage. Le modèle de Frantz et Nodvik [5] permet de déterminer la longueur d'amplification réelle minimale sur l'ensemble des passages du faisceau. Pour une énergie de ~0,5J (0,3mJ/cm²) en entrée, cette longueur est de **170cm**, on en déduit donc qu'il faut passer **4 fois** dans chaque plaque pour obtenir la bonne amplification.

Ce dimensionnement rapide permet de justifier dans les grandes lignes la structure imposante du LMJ et les principales caractéristiques d'une chaîne laser (Figure 1-2).

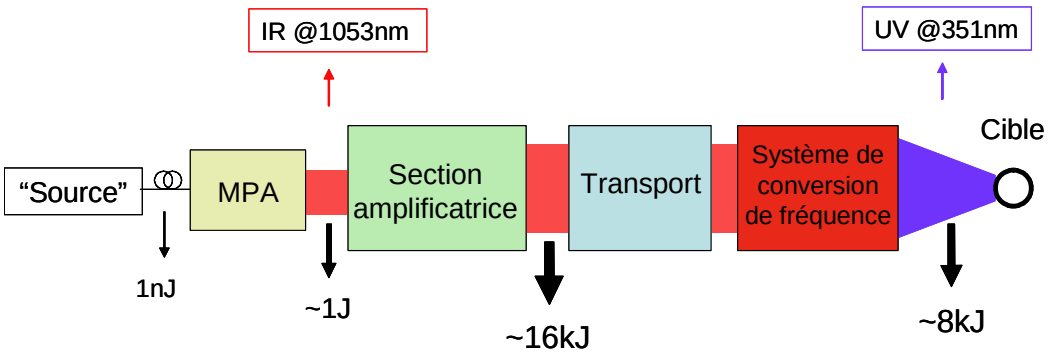

Figure 1-2 : Diagramme fonctionnel d'un faisceau LMJ

Un faisceau est d'abord composé d'un ensemble « source + module pré-amplificateur (MPA) », appelé « pilote », qui permet d'atteindre, la forme et l'énergie de l'impulsion nécessaire en entrée de section amplificatrice. Cette chaîne se termine par un transport de l'énergie vers le système de conversion de fréquence dans l'ultraviolet qui permet aussi la focalisation vers la cible de D-T. Entre les deux, l'essentiel du bâtiment du LMJ est occupé par la section amplificatrice qui est composée de 240 faisceaux de taille carrée d'environ 40cm x 40cm avec 9+7 plaques amplificatrices par chaîne selon le schéma de la Figure 1-3(a) :

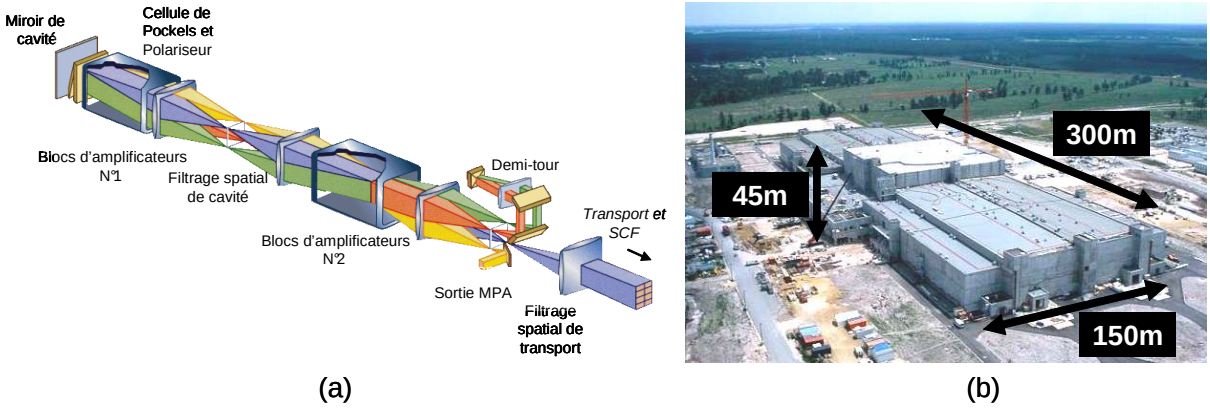

Figure 1-3 : (a) Schéma de la section amplificatrice d'une chaîne LMJ - (b) Photo et tailles caractéristiques du LMJ (été 2007)

En plus des plaques amplificatrices, il y a, dans la section amplificatrice, deux systèmes d'imagerie avec trous de filtrage spatial dans les plans focaux afin de supprimer les hautes fréquences parasites qui pourraient endommager les optiques par effet Kerr [6]. Un miroir déformable en fond de cavité permet de corriger la surface d'onde et de supprimer les défauts à basses fréquences. Ces systèmes d'imagerie grand faisceau et l'encombrement des 16 plaques amplificatrices et leur système de pompage associé justifient la place prise par la section amplificatrice d'une chaîne qu'il faut reproduire 30 fois (une chaîne = 8 faisceaux). Sur le LMJ, ces 30 chaînes se répartissent alors dans 4 halls d'un bâtiment de 300m de long et 150m de large.

Au-delà de la construction d'un bâtiment impressionnant, avec des composants optiques de grandes dimensions nécessitant des développements particuliers, il faut être capable d'atteindre des performances optiques drastiques : l'ensemble des 240 faisceaux doit être synchronisé afin d'atteindre la cible avec une précision temporelle de quelques picosecondes et une précision de pointé de quelques microns ; la qualité spatiale et temporelle doit être parfaitement contrôlée pour chaque chaîne laser.

Dans le paragraphe suivant, nous montrons en quoi les caractéristiques particulières du LMJ et les performances requises nécessitent l'emploi de modulations de phase.

1.2 Intérêt de la modulation de phase pour les lasers de puissance

La modulation de phase utilisée sur les lasers de puissance a deux objectifs :

- Éliminer la diffusion Brillouin stimulée (ou SBS pour Stimulated Brillouin Scattering), qui est un effet non-linéaire limitant les puissances optiques dans les fibres. Ce phénomène peut détruire les éléments de la chaîne, en particulier les grandes optiques de fin de chaîne. La diffusion Brillouin peut être quasiment éliminée en réduisant le maximum de la densité spectrale de puissance. À puissance constante, on est alors contraint d'élargir le spectre.
- Lisser le faisceau. Les aberrations résiduelles de l'ensemble des composants traversés dans la chaîne ainsi que la nécessité de générer une tache focale de dimensions contrôlées par un élément fortement diffractant (lame de phase) font apparaître de

fortes variations d'éclairement au sein de la tache focale (figure de tavelures). Ces variations engendrent des surintensités sur lesquelles se développent des non linéarités indésirables lors de l'interaction entre le laser et le plasma présent dans la cavité de la cible. Pour rendre cette tache plus homogène, on « lisse » le faisceau en utilisant un élargissement spectral et un réseau dispersif qui vient focaliser au cours du temps les différentes fréquences de l'impulsion en des points légèrement différents : la figure de tavelure se déplace au cours du temps et pour une observation suffisamment longue, la tache focale apparaît plus homogène, « lissée ». Pour les instabilités liées au plasma, le déplacement des points chauds de la figure limite le développement des non linéarités qui sont des phénomènes locaux.

Donc, pour deux raisons différentes, il faut élargir le spectre et pour cela, on utilise la modulation de phase. Nous présentons dans les paragraphes suivants le principe de la modulation de phase, puis le cas particulier de la modulation de phase sinusoïdale qui est le format utilisé sur le LMJ. Nous revenons enfin sur le dimensionnement des deux fonctionnalités dites « anti-Brillouin » et « lissage » nécessaires sur le LMJ.

1.2.1 La modulation de phase

Une modulation de phase peut être réalisée en faisant propager la lumière dans un guide d'onde composé d'un matériau électro-optique. La variation du champ électrique appliqué provoque une variation d'indice et par conséquent une variation de phase. Dans le domaine du proche infrarouge, le matériau le plus classiquement utilisé est le niobate de lithium ($LiNbO_3$) [7], car il possède un coefficient électro-optique élevé. Ce cristal est un cristal uniaxe à symétrie dite 3m et quand un champ électrique est appliqué le long de l'axe optique Oz, l'ellipsoïde des indices est modifié et est alors défini par :

$$\left[\frac{1}{{n_0}^2} + r_{13}.E\right]x^2 + \left[\frac{1}{{n_0}^2} + r_{13}.E\right]y^2 + \left[\frac{1}{{n_e}^2} + r_{33}.E\right]z^2 = 1 \qquad (1)$$

où E est le champ électrique appliqué au cristal, n_o (resp. n_e) l'indice ordinaire (resp. extraordinaire) et (r_{13}, r_{33}) les composantes utiles du tenseur diélectrique du cristal.
Les indices optiques selon les différents axes sont modifiés et par identification :

- $n'_x = n_0 - n_0^3 r_{13} \frac{E}{2}$
- $n'_y = n_0 - n_0^3 r_{13} \frac{E}{2}$
- $n'_z = n_e - n_e^3 r_{33} \frac{E}{2}$

avec pour le $LiNbO_3$: $\begin{cases} n_0 = 2.286 \\ n_e = 2.2 \\ r_{13} = 9.6.10^{-12}\, m.V^{-1} \\ r_{33} = 30.9.10^{-12}\, m.V^{-1} \end{cases}$

Une onde polarisée linéairement selon un des axes du cristal conserve sa direction de polarisation mais subit un déphasage à cause de la modification des indices de propagation. Le déphasage optique, $\Delta\varphi$, est fonction de la modulation du champ électrique appliqué, i.e. de la modulation de phase. Le champ optique A(t) de l'onde ainsi modulé s'écrit alors :

$$A(t) = A_0(t)\exp\left(i(2\pi f_o t + \Delta\varphi(t))\right) \tag{2}$$

où A_0 est l'enveloppe de l'impulsion laser initialement à la fréquence f_0 (λ_0, la longueur d'onde associée).

L'expression de $\Delta\varphi$ dépend donc de la direction de la polarisation par rapport aux axes propres des cristaux. Deux configurations sont possibles selon la direction de l'axe optique par rapport à l'axe de propagation du faisceau comme le montre les schémas de la Figure 1-4 :

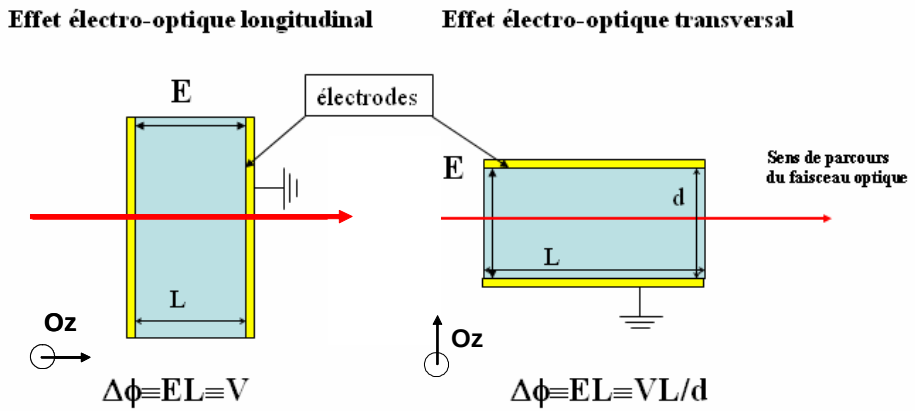

Figure 1-4 : Deux configurations possibles pour l'effet Pockels

Pour obtenir des déphasages importants, il est conseillé d'utiliser la configuration transversale et d'avoir L>>d. C'est le cas des modulateurs utilisés où, en plus, l'onde est polarisée linéairement selon Oz[1].

[1] L'onde se propage selon Oy (attention aux habitudes, Oz est l'axe optique mais pas l'axe de propagation ici). L'onde pourrait être polarisée selon Ox et cela donnerait le même effet mais moins performant : il suffit de comparer les valeurs numériques de r_{13} et r_{33} pour s'en convaincre. Tout autre état de polarisation va provoquer une rotation de la polarisation par biréfringence.

L'expression du déphasage Δφ en fonction de la tension appliquée, V(t), est :

$$\Delta\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta n_z(t)L = \frac{\pi}{\lambda_0} n_e^{\ 3} r_{33} \frac{L}{d} V(t) \tag{3}$$

En pratique, on a l'habitude de noter la modulation de phase en fonction de V_{pi}, la tension nécessaire afin d'obtenir un déphasage de π. On a alors :

$$\Delta\varphi(t) = \pi \frac{V(t)}{V_{pi}} \tag{4}$$

avec $V_{pi} = \dfrac{d\lambda_0}{\eta . n_e^{\ 3} r_{33} L}$, où on a introduit η, le facteur de recouvrement optique compris entre 0 et 1. Ce dernier dépend du guide d'onde utilisé et de son interaction avec la position des électrodes et en limite les performances théoriques. En pratique, il est possible d'avoir η proche de 1.

La modulation de phase est la première fonction appliquée à l'impulsion LMJ après sa génération au niveau de la source. Les modulateurs actuellement utilisés sont donc disponibles avec des fibres amorces au niveau des entrée/sortie (cf Figure 1-5), suite aux travaux sur le « packaging » effectués initialement pour le secteur des télécommunications optiques. Ils possèdent un Vpi de quelques volts (<2V à 500MHz pour λ_0=1053nm). Les électrodes jouant le rôle d'une capacité et la charge de 50 ohms de résistance, un modulateur de phase est un filtre électrique passe-bas. Il est aujourd'hui possible d'obtenir des modulations de phase jusqu'à des fréquences de 40GHz mais au prix d'un V_{pi} plus important (~10V à 30GHz).

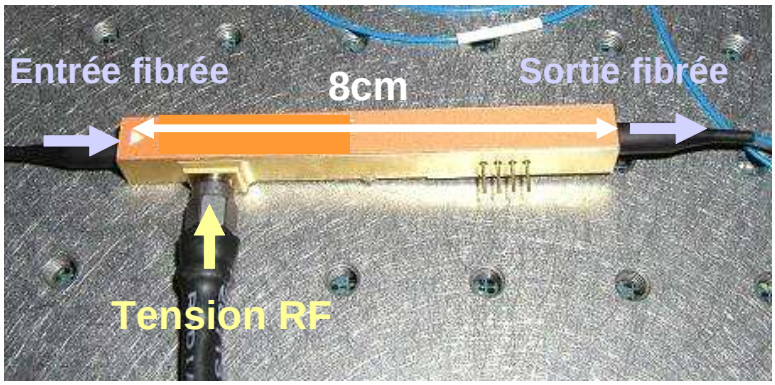

Figure 1-5: Photo d'un modulateur de phase fibré

1.2.2 Cas particulier de la modulation de phase sinusoïdale

Une impulsion initialement monochromatique (ou de spectre étroit selon la forme du terme d'enveloppe) voit donc son spectre élargi par application d'une modulation de phase. En effet, le spectre de l'impulsion modulée en phase se déduit par transformée de Fourier (TF) de l'équation (2) et on a :

$$\tilde{A}(f) = \left(\tilde{A}_0(f).\delta(f - f_0)\right) * TF\left[\exp\left(i\Delta\varphi(t)\right)\right]_f \tag{5}$$

Le spectre de l'impulsion est donc la convolution du spectre initial à la fréquence porteuse f_0 par le spectre de la modulation de phase. Dans la suite de ce mémoire, on simplifiera les expressions spectrales en supprimant les termes de fréquence porteuse (raisonnement en bande de base) et on considèrera le spectre de l'enveloppe comme suffisamment lentement variable pour être négligé. Le spectre en bande de base ne dépend alors que de la forme de la modulation de phase et :

$$\tilde{A}(f) = TF\left[\exp\left(i\Delta\varphi(t)\right)\right]_f \tag{6}$$

Le cas le plus simple et le plus couramment utilisé est celui de la modulation de phase sinusoïdale. On parle de modulation de phase sinusoïdale si la tension appliquée sur le modulateur de phase est sinusoïdale et peut s'écrire en fonction de la tension maximale, V_{max} :

$$V(t) = V_{\max} \sin(2\pi f_m t) \tag{7}$$

L'expression du déphasage au cours du temps s'écrit alors:

$$\Delta\varphi(t) = m \sin(2\pi f_m t) \tag{8}$$

avec $m = \pi \dfrac{V_{\max}}{V_{pi}}$, la profondeur de modulation et f_m, la fréquence de modulation.

On fait dès à présent remarquer l'influence d'une conversion de fréquence sur les paramètres de la modulation de phase. Considérons le cas du LMJ et du triplement de fréquence [6] : $A_{3\omega} \propto A_{1\omega}{}^3$ (où $A_{3\omega}$ (resp. $A_{1\omega}$) est l'amplitude du champ à 3ω (resp. 1ω)). La phase optique de l'impulsion est donc triplée et en particulier $\Delta\varphi_{3\omega} = 3\Delta\varphi_{1\omega}$ et la modulation de phase à 3ω est telle que : $\underline{m_{3\omega} = 3m_{1\omega}}$.

Si dans le domaine temporel, l'expression du champ optique est simple, l'expression du spectre optique associé n'est pas intuitive et nécessite l'utilisation des fonctions de Bessel J_n (cf annexe 1.1, où l'on donne l'expression analytique de ces fonctions et les principales propriétés intéressantes). Le spectre s'écrit de la manière suivante en fonction de la profondeur et de la fréquence de modulation :

$$\tilde{A}(f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m).\delta(f - n.f_m) \tag{9}$$

Le signal de modulation étant périodique, le spectre de l'impulsion laser est donc un peigne de raies dont les poids sont donnés par les fonctions de Bessel $J_n(m)$ correspondantes.
Nous introduisons préférentiellement la notion de densité spectrale de puissance (DSP) puisque c'est la connaissance de la répartition énergétique entre ses raies qui nous intéresse. Dans le cas d'une modulation de phase sinusoïdale, la DSP vaut :

$$DSP(f) = \left|\tilde{A}(f)\right|^2 = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left|J_n(m)\right|^2.\delta(f - n.f_m) \tag{10}$$

La Figure 1-6 montre que la répartition en énergie est non uniforme, et certaines raies du spectre peuvent ne transporter aucune énergie. Les exemples présents correspondent respectivement au cas de l'extinction de la porteuse $J_o(m=2.4)$ et au cas de l'extinction de la première harmonique $J_1(m=3.8)$.

Concernant les problématiques du laser Mégajoule, l'élargissement spectral par modulation de phase sinusoïdale donne des résultats satisfaisants et permet d'obtenir la fonctionnalité anti-Brillouin et le lissage optique nécessaire. En contrepartie, elle engendre des défauts qui limitent les performances laser. Ce sont ces points que nous abordons dans les paragraphes suivants.

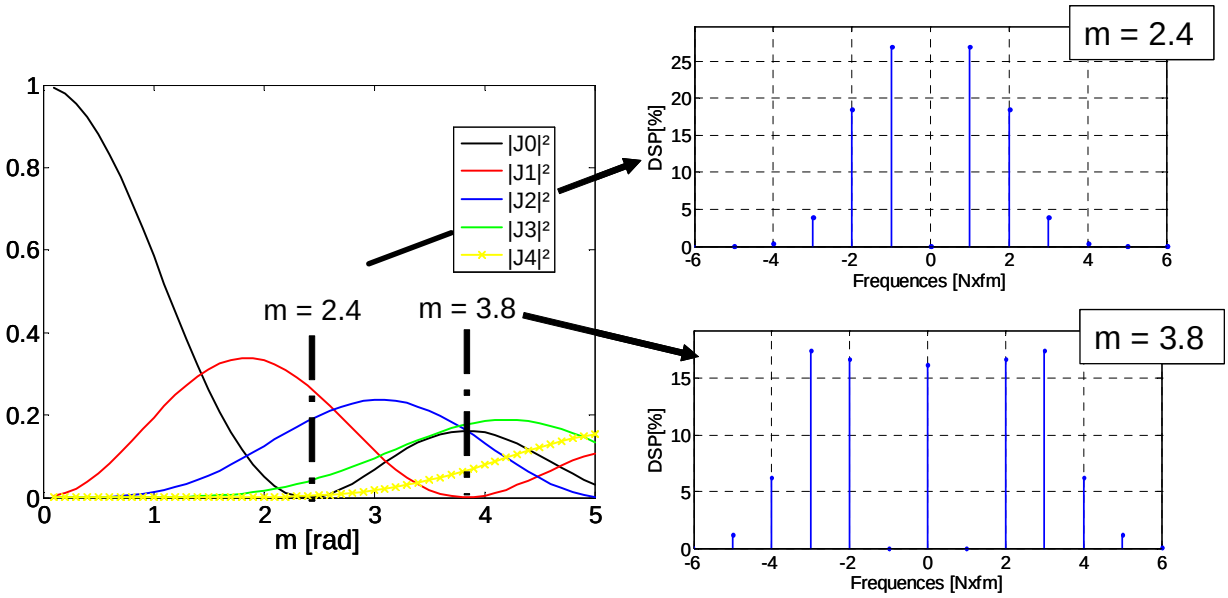

Figure 1-6: (Gauche) Évolution des premières fonction de Bessel J_n en fonction de la profondeur de modulation – (Droite) Exemples de densités spectrale de puissance pour une modulation de phase sinusoïdale à la fréquence f_m.

1.2.3 Fonctionnalité anti-Brillouin

La diffusion Brillouin est un phénomène de diffusion inélastique entre une onde optique et une onde acoustique[1]. L'agitation thermique peut être à l'origine de la création d'ondes acoustiques. Le couplage entre l'onde incidente, encore appelée onde pompe pour le phénomène Brillouin, et l'onde acoustique engendre une nouvelle onde, appelée onde Stokes. La diffusion Brillouin spontanée est le résultat de la diffraction de l'onde pompe par un réseau épais d'indice formé par l'onde acoustique. Pour des faisceaux laser intenses voyageant dans un milieu, le battement entre les ondes pompe et Stokes induit par électrostriction une nouvelle onde acoustique qui renforce l'onde Stoke initiale [7]. Ce processus se traduit, d'un point de vue macroscopique, par un transfert d'énergie de l'onde pompe vers l'onde Stokes. Ce phénomène en boucle est appelé diffusion Brillouin stimulée. Il s'amplifie exponentiellement avec la longueur d'interaction dans le milieu. D'un point de vue microscopique, l'effet Brillouin peut être considéré comme la création à partir d'un photon incident (défini par sa pulsation ω_p, (resp. son vecteur d'onde $\mathbf{k_p}$)), d'un photon (ω_s, $\mathbf{k_s}$) et d'un phonon acoustique (Ω_B,$\mathbf{q_B}$) (on parle aussi de diffusion Stokes).

[1] Nous n'aborderons pas le cas de la diffusion Raman dans l'air. Cette diffusion existe sur les lasers de puissance mais ne peut être supprimée par un élargissement spectral raisonnable, cet effet possèdant une bande de gain large. Sur le LMJ/LIL, on supprime cet effet en remplaçant l'air par de l'argon.

Les fréquences et les directions de propagation sont liées par les lois de conservation d'énergie et du moment cinétique. On a alors :

$$\omega_p = \omega_s + \Omega_B \text{ et } \mathbf{k_p} = \mathbf{k_s} + \mathbf{q_B} \tag{11}$$

La vitesse de l'onde acoustique, v_a, étant très faible par rapport à la vitesse de la lumière, on a $|\mathbf{k_p}| \approx |\mathbf{k_s}|$ et comme $\Omega_B = v_a.|q_B|$, on a :

$$\Omega_B = 2\frac{v_a}{c} n(\omega_p)\omega_p \sin(\theta/2) \tag{12}$$

où θ est l'angle entre le vecteur d'onde incident et le vecteur d'onde diffusée.

Le décalage en fréquence est faible et est donné par :

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} \tag{13}$$

υ_B vaut de l'ordre de $10^{-5}\omega_p$ soit quelques GHz aux longueurs d'onde considérées.

De plus, par résolution des équations de Maxwell dans le matériau [8,9], il est possible d'établir que la diffusion Brillouin est un phénomène résonnant de largeur très étroite due à l'amortissement des ondes acoustiques, Γ_B , lié à leur temps de vie dans le matériau et avec :

$$\Gamma_B \propto |q_B|^2 \propto \lambda_p^{-2}.\sin(\theta/2)^2 \tag{14}$$

La largeur spectrale de la raie Brillouin, $\Delta\upsilon_B$ est donnée par : $\Delta\upsilon_B = \Gamma_B/2\pi$. L'ordre de grandeur est, en pratique, $\Delta\upsilon_B$~170MHz à 532nm pour un phénomène de rétrodiffusion dans la silice [10].

L'onde diffusée sera amplifiée exponentiellement en fonction de l'intensité de l'onde pompe et de la longueur d'amplification. Le gain de cette amplification dépend, là encore, du matériau, de l'angle de la diffusion, de la durée de l'impulsion et est inversement proportionnel à la longueur d'onde pour des impulsions courtes (cas dit « instationnaires » qui est le cas des impulsions sur le LMJ) [11].

En pratique, cette variation exponentielle de l'amplification Brillouin fait que l'on passe rapidement d'une diffusion infime à une très grande perte d'énergie par diffusion une fois la

puissance seuil dépassée. La puissance seuil, pour une impulsion donnée, dépend de l'optique traversée[1].

Dans le cas de la diffusion Brillouin stimulée, la longueur d'interaction avec le matériau fixe les directions privilégiées de diffusion. La géométrie ne joue alors que sur la valeur du gain et accélère alors plus ou moins l'amplification de l'onde diffusée. Sur le LMJ, on rencontre deux configurations différentes liées à la géométrie de l'interaction. Ces deux configurations sont résumées sur la Figure 1-7.

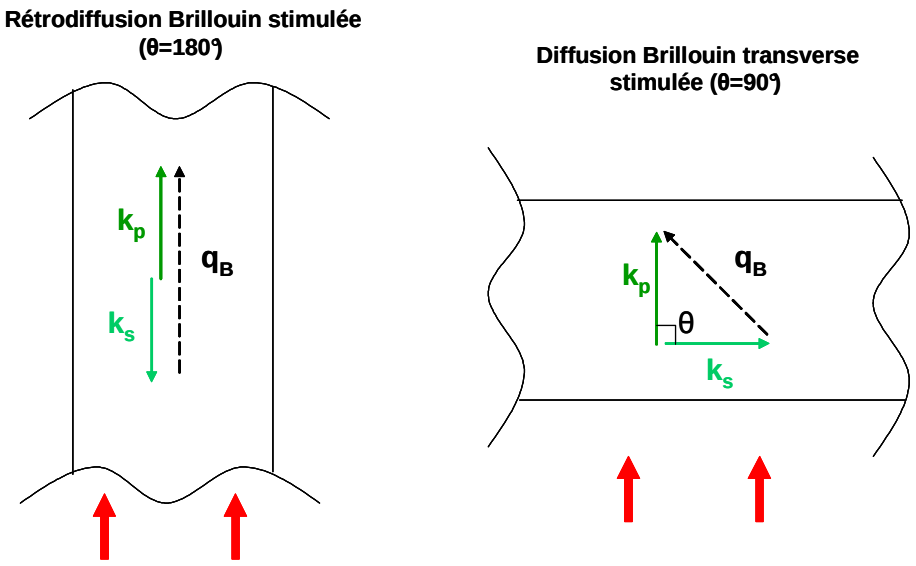

Figure 1-7: Deux configurations de diffusion Brillouin stimulée que l'on peut rencontrer sur le LMJ

On peut « subir » la diffusion Brillouin dans les fibres de la source. En effet, dans le cas de la rétrodiffusion (θ=180°), la longueur d'interaction est la longueur de la fibre elle-même (jusqu'à ~100m en pratique) si la durée de l'impulsion est suffisamment longue ce qui est très défavorable pour une croissance stimulée. Les intensités en jeu sont cependant encore assez faibles ce qui retarde l'apparition du phénomène. Néanmoins, c'est bien ce qui limite la propagation fibrée de l'impulsion sur le LMJ et qui impose le passage à l'optique libre au niveau du module préamplificateur. Pour des raisons évidentes d'alignement, on préférerait avoir un MPA fibré, la fonction de mise en forme spatiale pouvant désormais être obtenues par des fibres à cristaux photoniques. Mais l'effet d'une rétrodiffusion Brillouin dans les

[1] Je renvoie le lecteur aux articles sur la diffusion Brillouin associés pour obtenir les expressions du gain d'amplification Brillouin. On notera l'importance de séparer le cas stationnaire du cas instationnaire dans la dépendance de la diffusion avec la géométrie et la longueur d'onde.

fibres joue le rôle de miroir (on parle d'ailleurs de miroir Brillouin) et si les étages amplificateurs sont mal isolés, l'onde rétrodiffusée peut être amplifiée à nouveau et provoquer la casse pure et simple de la source.

L'autre configuration possible est la diffusion Brillouin transverse (θ=90°). Les optiques, à partir de la section amplificatrice, sont de grandes dimensions (>40cm de côté), ce qui permet une diffusion Brillouin dans la direction transverse à celle de propagation du faisceau. L'onde diffusée est alors amplifiée jusqu'aux bords de l'optique. Les intensités mises en jeu sont telles à la fin de la section amplificatrice que les niveaux diffusés peuvent être conséquents. En quoi cette énergie diffusée dans la direction transverse peut-elle être néfaste ?
Si la diffusion est importante (i.e supérieure à quelques J/cm^2), l'énergie laser va, en bord d'optique, être transmise au joint l'entourant, provoquant sa vaporisation. En plus de la dégradation de la jointure des optiques, ce phénomène peut provoquer un choc thermique qui est réfléchi et se propage dans l'optique. Dans le cas d'une symétrie circulaire des optiques, comme ce fut le cas sur de précédents lasers intenses (laser Phébus en France et Nova aux Etats-Unis), cette onde réfléchie peut se concentrer au centre de l'optique et provoquer sa casse. Dans le cas du LMJ, les optiques sont de sections carrées, ce qui empêche (a priori) un fort endommagement sur un seul tir. Sur le LMJ, c'est cette diffusion Brillouin transverse qui est la plus gênante pour les performances laser[1]. Elle peut apparaître alors dans la silice (lentilles, hublot) ou les cristaux de KDP (cristaux doubleur ou tripleur de fréquences). Elle apparaît préférentiellement à 3ω car le gain est proportionnel à la fréquence optique. Mais ce « petit » facteur 3, ne permet pas d'écarter le cas de la diffusion à 1ω.

Une solution simple pour résoudre le problème de la diffusion Brillouin à haute intensité (sous-entendu au-delà du seuil Brillouin) consiste à répartir la puissance de l'impulsion sur différentes bandes d'amplification Stokes indépendantes de sorte que la puissance de chaque mode reste sous le seuil de diffusion Brillouin. La largeur des modes Stokes est donnée par la courbe spectrale de gain, qui est faible puisque liée à l'amortissement, $\Gamma_{B,}$ des ondes acoustiques. Si on utilise une modulation de phase sinusoïdale avec une fréquence de modulation nettement supérieure à la bande de gain, on crée un élargissement spectral

[1] Dans le plasma entourant la cible, les niveaux de rétrodiffusion plasma peuvent aussi provoquer des pertes d'énergie importantes. Nous n'aborderons pas ce phénomène et laissons la physique des plasmas aux physiciens des plasmas (choix par défaut qui est un aveu à demi-mots de mon incompétence sur le sujet). Plus sérieusement, nous considérerons, dans le cadre de ce mémoire, la diffusion Brillouin comme un effet néfaste à éviter et non comme une limite de performance sur cible à cause du plasma.

composé de raies espacées de la fréquence de modulation (cf. 1.2.2.). On est ainsi certain que dans chaque raie du spectre excite un mode Stokes différent.

D'après l'équation (14), $\Delta\nu_B \propto \lambda_p^{-2}.\sin(\theta/2)^2$. En extrapolant à partir de la valeur en rétrodiffusion à 532nm [10], $\Delta\upsilon_B$~170MHz, on a :

- En rétrodiffusion à 1053nm : $\Delta\upsilon_B$~50MHz
- En diffusion transverse à 351nm : $\Delta\upsilon_B$~200MHz

La présence du « guidage » dans les fibres et de ses défauts font qu'en pratique [7], la bande Brillouin peut atteindre la centaine de MHz. Dans tous les cas, c'est donc à 351nm que la bande est la plus large et fixe le choix de la fréquence de modulation de phase. Arbitrairement il a été choisi d'utiliser une modulation de phase sinusoïdale à 2GHz.

Afin d'empêcher une diffusion Brillouin néfaste en fin de chaîne à 1ω et 3ω, il a été choisi, à partir de résultats d'expériences et de modèles de simulations, une profondeur de modulation $m_{1\omega}$=7 ce qui implique $m_{3\omega}$=21 (puisque $m_{3\omega} = 3m_{1\omega}$). Ces valeurs donnent les densités spectrales de puissance (DSP) présentées Figure 1-8. On appellera par la suite cette modulation de phase, la « fonction anti-Brillouin ». On parlera encore de « fonctionnalité anti-Brillouin » pour parler d'une modulation de phase qui supprime toute possibilité de diffusion Brillouin sur le LMJ.

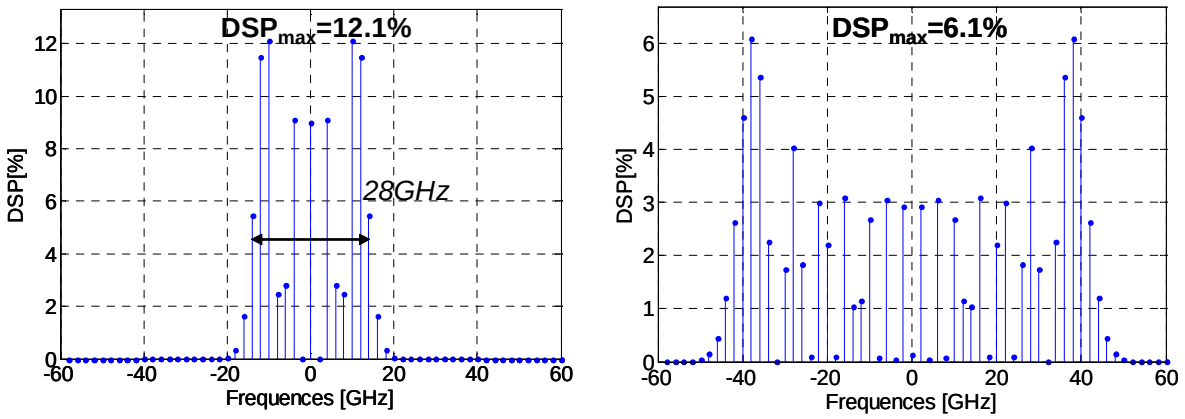

Figure 1-8: Spectre de la modulation de phase utilisée (f_m = 2GHz, m = 7) pour supprimer la diffusion Brillouin sur le LMJ, forme à 1ω (à gauche) et à 3ω (à droite)

Chaque composante du spectre « porte » une partie de l'énergie de l'impulsion. Puisque le gain Brillouin est inversement proportionnel à la longueur d'onde, on cherche

préférentiellement à contrôler le spectre à 3ω. Dans le cas de la configuration LMJ, un abaissement du niveau d'énergie totale à, **au maximum, 6% de l'énergie dans chaque composante spectrale est suffisant pour s'affranchir de la diffusion Brillouin néfaste à 3ω**. Puisque le gain est 3 fois moindre à 1ω d'après la remarque précédente, on constate que le fait d'avoir au maximum 12,1% de l'énergie dans chaque composante évite toute diffusion Brillouin à 1ω. En effet, c'est le produit gain x DSP_{max} qui importe et nous considérerons alors qu'**il n'y a pas de possibilité de diffusion Brillouin néfaste à 1ω, si l'énergie transportée dans chaque raie est réduite à 20%**.[1]

Cet élargissement du spectre est indispensable et il est certain que la fin de la chaîne laser serait détruite en l'absence de la modulation de phase anti-Brillouin (joints fondus au minimum sur l'ensemble des faisceaux où le spectre n'est pas élargi dans le meilleur des cas). **Il faut donc être absolument sûr de la bonne marche de la modulation anti-Brillouin.**
Sur le LMJ, un double diagnostic est en place spécifiquement pour s'assurer que l'élargissement spectral est bien tel que m=7 à f_m=2GHz après passage dans le modulateur de phase. On l'appelle le diagnostic d'élargissement spectral ou DES.
Ce DES est composé de deux voies de mesures qui vérifient de deux manières différentes que l'élargissement est suffisant :

- Un diagnostic dit « électrique ». Il mesure un niveau de battement à 28GHz correspondant au battement des 2 raies à énergie significative les plus espacées pour le spectre m=7 à f_m=2GHz (cf. Figure 1-8). Si m<7, le niveau de battement est trop faible et on empêche l'impulsion de se propager dans la chaîne.
- Un diagnostic « optique ». Il consiste en l'application d'un filtre coupe bande centré sur la longueur d'onde 1053nm. On mesure alors le niveau de puissance transmis : cette puissance correspond aux puissances des raies les plus éloignées de la fréquence centrale et on règle le seuil de détection au cas m=7. Les réseaux de Bragg permettent de réaliser un filtre coupe bande étroit spectralement. Si la puissance transmise est inférieure à la puissance seuil, on empêche l'impulsion de se propager dans la chaîne.

[1] Le choix d'un critère sur le spectre est basé sur une modélisation numérique des phénomènes Brillouin instationnaires qui compare l'énergie diffusée en fonction de la modulation de phase utilisée à partir d'une énergie de diffusion « critique ». Le choix de cette énergie fait l'objet d'interrogations : Le critère donné par des résultats d'expériences américaines est-il adapté à la configuration LMJ ? Des expériences sont envisagées au CEA/CESTA mais n'ont pas encore été réalisées au moment de la rédaction de ce mémoire. Nous garderons donc ces valeurs de DSP seuils à 1ω et 3ω à ne pas dépasser.

Il faut que les résultats des deux diagnostics confirment l'élargissement pour que l'impulsion soit envoyée dans la chaîne. La mesure du DES étant faite sur l'impulsion elle-même, il faut retarder la propagation de l'impulsion le temps de la mesure, ce qui est fait par l'utilisation d'une fibre optique de 200m qui retarde la propagation de l'impulsion dans la chaîne : mesures et résultats du DES doivent alors être obtenus en 1µs .
J'ai choisi de présenter le DES ici puisqu'il est aussi un facteur « dimensionnant » de la modulation anti-Brillouin : si on choisit de modifier cette modulation, on remarquera sans peine qu'il faudra aussi modifier le DES.

Après avoir étudié l'intérêt d'utiliser une modulation de phase pour supprimer la diffusion Brillouin dans le LMJ, nous introduisons le principe du lissage optique, second point nécessitant l'utilisation d'un élargissement spectral.

1.2.4 Fonctionnalité lissage

Durant sa propagation, le front d'onde du faisceau accumule différents défauts qui dégradent sa qualité. Ces défauts sont statiques (défauts des optiques par exemple) et dynamiques (effets thermo-mécaniques pouvant fluctuer d'un tir à l'autre). Les défauts à très hautes fréquences sont éliminés par des filtres spatiaux sous la forme de trous de filtrage. Les défauts à basses fréquences sont compensés par le miroir déformable qui, par boucle d'asservissement et analyse de front d'onde, permet de compenser les défauts dynamiques accumulés jusqu'à la fin de la section amplificatrice.
Mais les aberrations résiduelles, en particulier celles accumulées en fin de chaîne, restent telles qu'au niveau de la tache focale, on n'obtient jamais une tache parfaite mais plutôt une tache « éclatée » par la somme des différentes aberrations. De plus, cette tache n'est pas reproductible d'un tir à l'autre à cause des aspects dynamiques des défauts. La présence des surintensités dues aux aberrations n'est pas favorable pour l'interaction laser-plasma et laser-cible [2]. Pour ces mêmes considérations d'interactions non linéaires avec le plasma, on souhaite obtenir des taches focales grandes par rapport à la limite de diffraction pour diminuer l'intensité moyenne du faisceau et minimiser les risques de rétrodiffusion par diffusion Brillouin ou Raman.
On cherche à parfaitement contrôler la tache focale de manière répétable indépendamment des aberrations de la chaîne. Cela est possible en brisant la cohérence du faisceau, c'est-à-dire en

supprimant au mieux les phénomènes d'interférences au niveau de la tache focale ce qui la rend indépendante des défauts du front d'onde. C'est l'objectif du lissage optique. Cela se fait en deux étapes : en limitant la cohérence spatiale et en limitant la cohérence temporelle.

Intérêt de la lame de phase : contrôle de la forme de la tâche

Pour créer une tache focale de dimension choisie, on utilise une lame de phase qui joue le rôle d'élément diffractant. De manière schématique, on peut considérer le cas simple des lames à éléments identiques carrés où chaque carré ajoute un déphasage aléatoire soit nul, soit égal à π au front d'onde. Ce déphasage aléatoire entre ces éléments brise la cohérence spatiale du faisceau et chacun des sous faisceaux est considéré comme indépendant des autres (on parle aussi de modes spatiaux indépendants). Chacun des éléments de phase aléatoire est donc diffractant et détermine la taille de l'enveloppe de la tache focale comme le montre le schéma correspondant de la Figure 1-9.

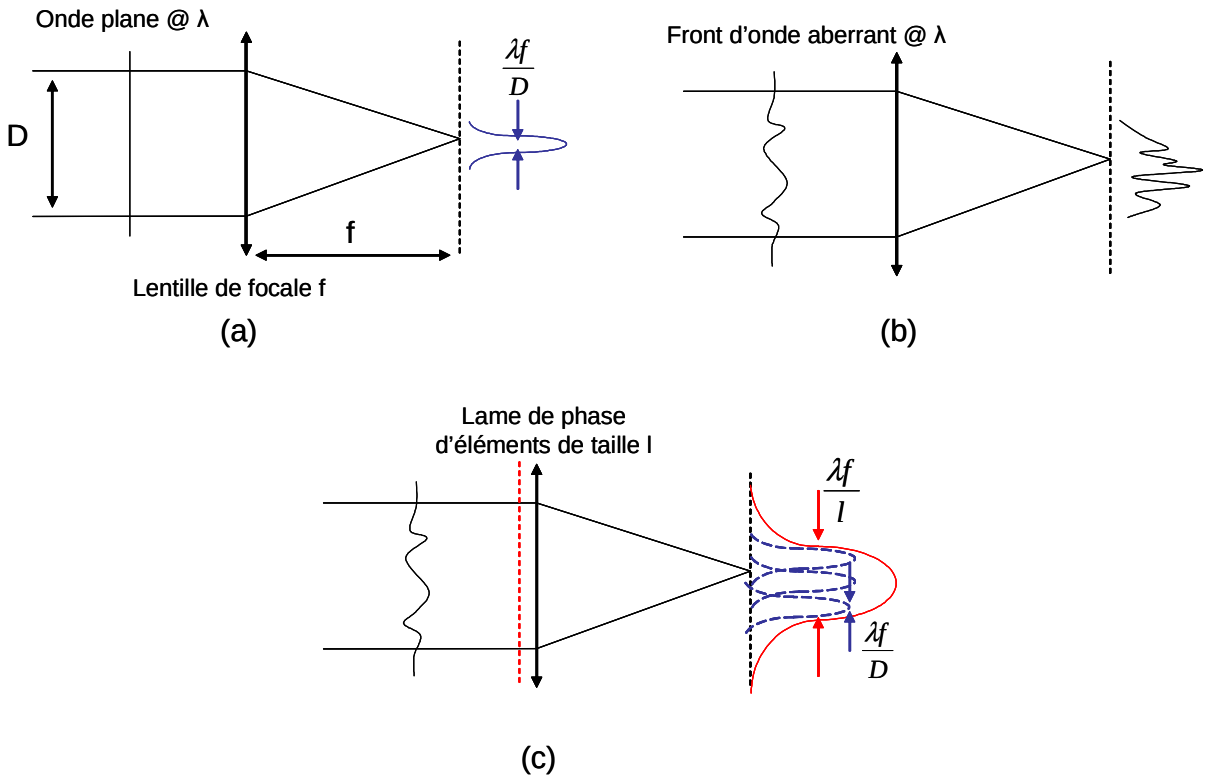

Figure 1-9: Effet de la focalisation sur (a) une onde plane idéale, (b) un faisceau aberrant et (c) un faisceau modulé spatialement par une lame de phase. Dans tous les cas, le champ au niveau de la tache focale peut être vu comme la transformée de Fourier du front d'onde avant focalisation.

Néanmoins, cela n'est pas suffisant pour obtenir une tache focale de forme donnée. En effet, la création d'un grand nombre de modes spatiaux indépendants génère une figure de tavelure (ou figure de speckle) dont la taille des grains est donnée par l'ouverture du faisceau [12]. La distribution aléatoire des intensités dans une figure de speckle fait qu'en certains endroits de la tache focale, on aura des surintensités fixes gênantes.

Pour résoudre ce problème, il faut passer à la deuxième étape du lissage et briser la cohérence temporelle du faisceau.

Dispersion chromatique : Homogénéisation de la tache focale

La cohérence temporelle d'un faisceau laser est liée à son spectre optique. On diminue cette cohérence en élargissant le spectre avec une modulation de phase. Cependant cet élargissement spectral seul n'améliore pas la qualité de la tache focale : On obtient au cours du temps toujours la même distribution de phase et donc la même figure de speckle et les mêmes surintensités. Il faut en plus effectuer un couplage spatio-temporel entre la modulation de la phase temporelle et la modulation spatiale due à la lame de phase : la distribution de phase aléatoire est alors modifiée au cours du temps et donc la figure de speckle aussi. Les surintensités existent toujours mais se déplacent.
Pour effectuer ce couplage, on utilise en pratique un réseau dispersif : les différentes longueurs d'onde du spectre se propagent alors dans différentes directions. Le cas le plus simple est le cas où on utilise un réseau plan. On parle alors de lissage par dispersion spectrale transverse (LDST). Chaque longueur d'onde du spectre est dispersée dans une direction particulière. Au niveau de la tache focale, les différents angles font que les figures de speckle créées par chaque fréquence sont décalées les unes par rapport aux autres dans le plan transverse à la propagation comme le montre le schéma de la Figure 1-10.

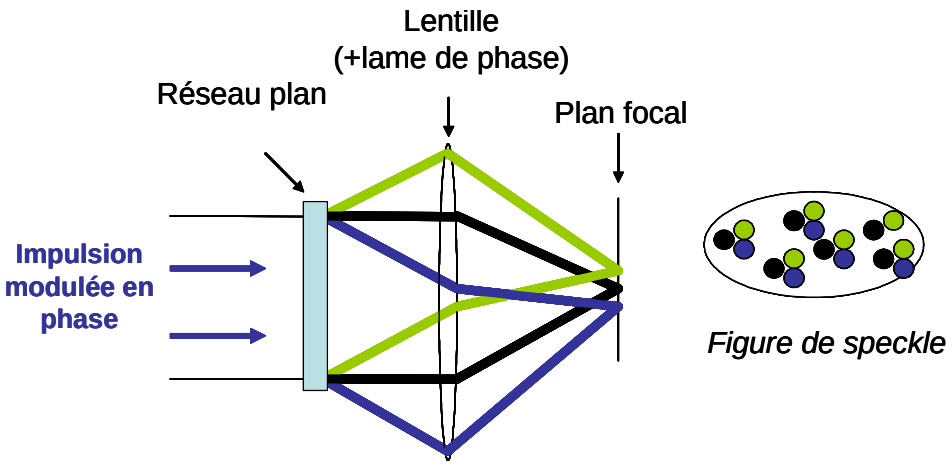

Figure 1-10 : Schéma de principe du LDST (les angles d'incidence et de transmission du réseau sont volontairement faux)

Sur le LMJ, la configuration utilisée est différente et c'est un réseau focalisant qui est utilisé. Le réseau joue simultanément le rôle d'élément dispersif et de lentille. La dispersion chromatique ne se fait alors plus angulairement ; chaque longueur d'onde focalise à une distance légèrement différente : on parle alors de lissage par dispersion spectrale longitudinale (LDSL) (cf. Figure 1-11).

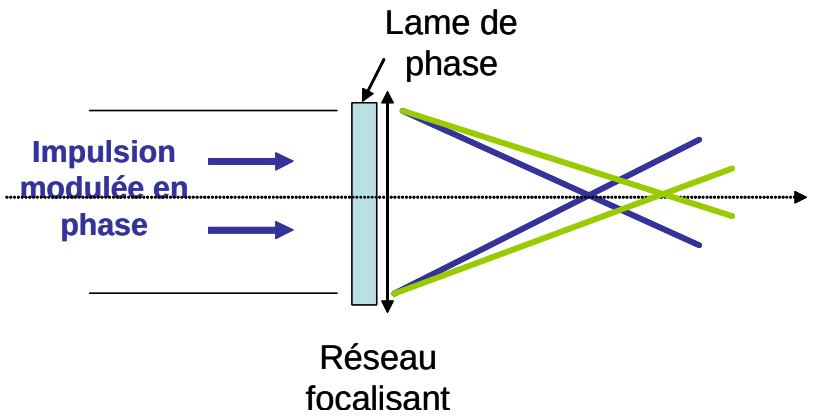

Figure 1-11 : Schéma de principe du LDSL

Quelle que soit la configuration utilisée, la sommation de ces figures de speckle décalées spatialement fait que la tache focale globale semble plus homogène ou « lissée ». Mais le déplacement de la figure de speckle dépendant du spectre et donc de la modulation de phase, ce lissage n'est pas instantané. À un instant donné, on a une certaine distribution de phase donc une figure de speckle. C'est au cours du temps que la figure se déplace. Il faut considérer un certain temps d'intégration pour obtenir l'effet de lissage : pour décrire

entièrement le spectre optique et donc l'ensemble des figures de speckle, il faut « patienter » le temps d'une période de la modulation de phase.

Pour quantifier la qualité du lissage, on utilise généralement la notion de contraste spatial défini par :

$$C = \sqrt{\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}} = \frac{\sigma}{\langle I \rangle} \tag{15}$$

Avec I, la distribution spatiale de l'intensité, <I> sa valeur moyenne et σ, son écart-type.
À un instant donné, il n'y a pas de lissage et on a une figure de speckle fortement modulée à cause de la distribution d'intensité et C=100%[1]. Pour être caractéristique du lissage, ce contraste spatial doit mettre en évidence le temps d'intégration considéré et on parlera de C_τ, où τ est le temps d'intégration afin de préciser qu'on tient compte de la sommation temporelle des figures de speckle sur cette durée.

Comment choisir les paramètres de la modulation de phase ?

Le spectre d'une modulation de phase sinusoïdale est composé de raies espacées de f_m. À forme de spectre donnée et à schéma de dispersion fixé, quel espacement entre les raies doit-on choisir pour avoir un lissage efficace ?
En isolant chaque raie du spectre, on obtient pour chacune de ces fréquences une figure de tavelure différente. Il faut que la différence entre ces figures soit suffisante pour que la moyenne soit la plus homogène possible. Cela correspond à obtenir des figures telles que la corrélation entre les images soit la plus faible possible. Cette décorrélation est obtenue pour un déplacement d'un grain de speckle (le grain de speckle est d'ailleurs souvent défini comme longueur de cohérence sur une figure de tavelure) [13]. Pour un déplacement supérieur, les images successives sont toujours décorrelées mais l'effet de moyenne n'apporte plus d'effet bénéfique supplémentaire. Pour un déplacement inférieur, la décorrélation des différentes figures de tavelure est moins bonne mais elle peut être compensée par un nombre plus important de raies comme le montre les différents schémas de la Figure 1-12. Dans les différentes publications sur le lissage, ce cas est rarement abordé. Cela correspond à des périodes de modulations longues et donc si le contraste au temps longs est le même, son

[1] Dans le cas d'une figure de speckle pure C=100% car la distribution en intensité, p, suit la loi : $p(I) = \frac{1}{I_0}\exp(-\frac{I}{I_0})$ avec I_0, le paramètre de la distribution. On peut facilement montrer que σ = <I> = I_0 [12].

temps d'établissement est plus grand, ce qui n'est pas favorable. Pour le calcul du contraste aux temps long, on considère alors que le paramètre important est l'élargissement spectral et non plus le nombre de raies du spectre.

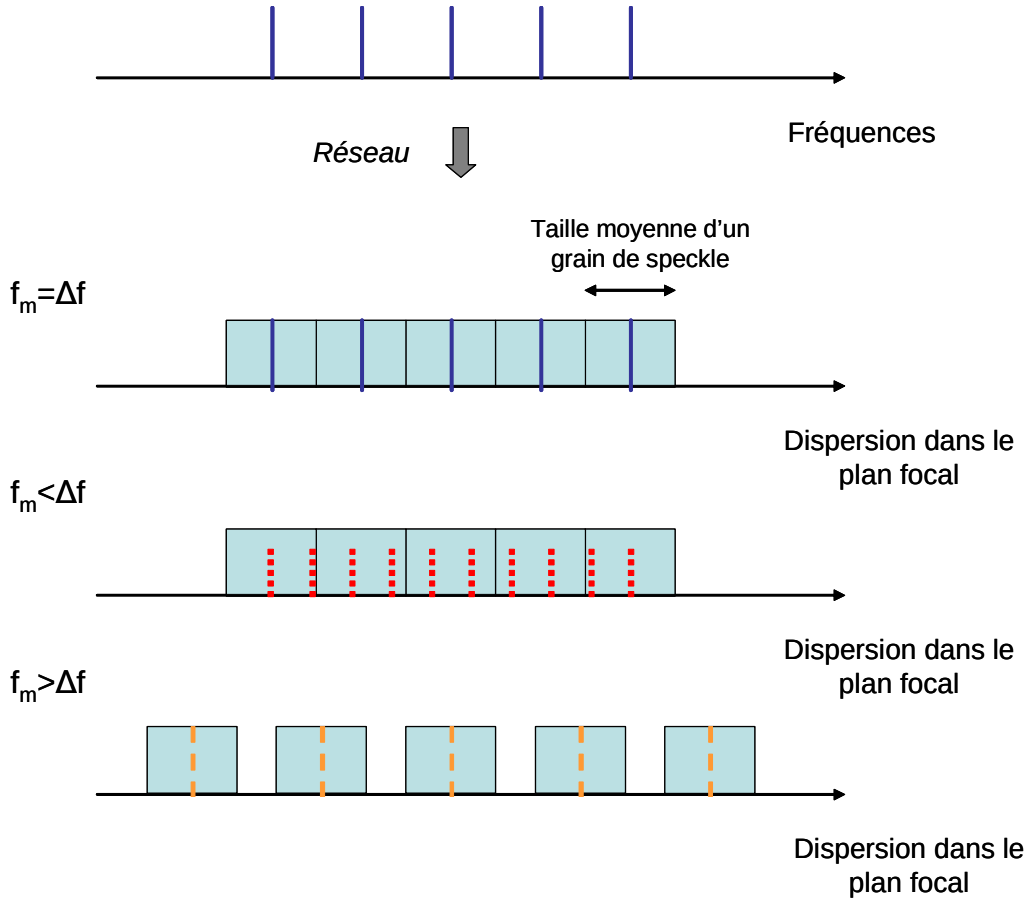

Figure 1-12 : Efficacité du lissage en fonction de la fréquence de modulation. Le spectre de la modulation de phase (1ère ligne) est dispersé dans le plan focal et chacune des raies à une certaine extension spatiale liée à la taille des grains de tavelure. Le lissage est optimal quand la dispersion entre 2 raies est égale à la taille d'un grain de speckle (2ème ligne). Si l'espacement entre 2 raies est insuffisant, il faut augmenter le nombre de raies pour obtenir un lissage équivalent (3ème ligne). Si l'espacement entre les raies est trop grand, le lissage est équivalent mais l'élargissement spectral est inutilement plus important (4ème ligne). Sur la figure, Δf correspond à la limite de résolution en fréquence du système dispersif.

À nombre de raies fixé, la dispersion apportée par le réseau entre 2 raies doit donc correspondre à un décalage spatial égal à un grain de speckle pour être la plus efficace possible. On considère ce cas dans la suite du paragraphe. Dans l'étude du lissage, on utilise très souvent le temps retard, T_r, pour qualifier la dispersion. Prenons le cas du LDST et définissons le temps retard introduit par un réseau plan (cf.Figure 1-13) :

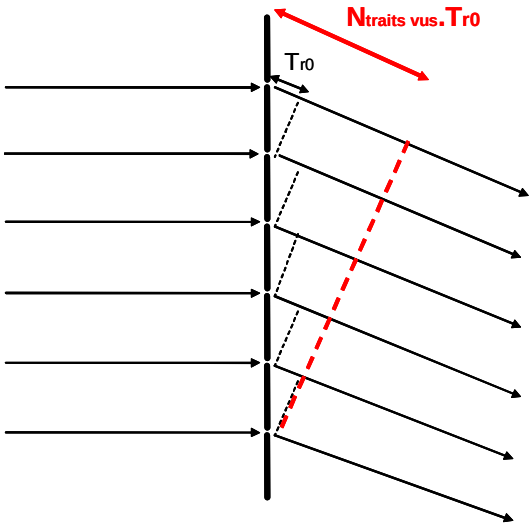

Figure 1-13: Illustration du temps retard dans le cas particulier d'un réseau plan éclairé en incidence normale

Il y a interférence constructive entre deux ondes issues de deux pas de gravure successifs quand la différence de phase $\Delta\varphi$ introduite entre 2 traits gravés vaut un multiple de 2π. Cette différence de phase est équivalente à un retard T_{r0} entre les deux ondes de pulsation ω ($\omega = 2\pi c/\lambda$) et s'écrit: $\Delta\varphi = T_{r0} \times \omega$.

On définit alors le temps retard maximum créé par un réseau plan comme étant le retard total accumulé sur l'ensemble du faisceau :

$$T_r = (\text{Nombre de traits vus par le faisceau}) \times T_{r0}$$

Et supposant que l'ordre de diffraction du réseau soit l'ordre 1, le déphasage vaut 2π et le temps retard T_r s'écrit donc sous la forme :

$$T_r = \frac{\lambda N_{traits\ vus}}{c} \tag{16}$$

On souhaite, entre 2 raies, obtenir un décalage d'un grain de speckle. On a vu que la taille du grain de speckle était donnée par la limite de diffraction lié à l'ouverture du faisceau : un décalage d'un grain correspond alors à la limite de résolution d'un spectromètre classique. Or l'expression de la limite de résolution d'un réseau est donnée par la formule classique suivante [14] :

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{f}{\Delta f} = N_{traits\ vus} \tag{17}$$

Et il convient donc de choisir $\Delta f < f_m$ pour que deux composantes spectrales successives soient résolues par le réseau, et ainsi il vaut mieux avoir, à forme de spectre de raies donnée, en combinant les équations (16) et (17) :

$$\underline{f_m > \frac{1}{T_r}} \tag{18}$$

Dans le cas du lissage longitudinal utilisé sur le LMJ, l'expression du temps retard est différente mais la conclusion est similaire. En pratique dans le cas longitudinal, Tr ≈77ps[1] et il a été choisi f_m = 14,25GHz, ce qui vérifie la relation (18)[2].

Maintenant que la fréquence de modulation est fixée, combien de figures de speckle différentes faut-il pour considérer que le lissage est suffisant? En d'autres termes, quelle est la valeur de la profondeur de modulation à utiliser ?

Du point de vue du lissage, le contraste est d'autant plus faible que l'élargissement est grand. En particulier pour N figures de tavelure de même énergie décorellées, on peut montrer que le contraste spatial pour des temps longs, noté C_∞, (c'est-à-dire quand le contraste spatial a atteint sa valeur minimale) [15] :

$$C_\infty = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{19}$$

et dans le cas d'une modulation de phase sinusoïdale de profondeur de modulation m et telle que f_m vérifie (18), on peut montrer que [15] (ces résultats sont démontré annexe 1.7) :

$$C_\infty = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)^4} \tag{19}$$

En pratique, on a choisi une profondeur de m=5 à 1ω, c'est-à-dire m=15 à 3ω, ce qui donne, par application numérique de la formule (19), des **niveaux de contraste spatiaux aux temps longs de 22% sur cible**. Cet élargissement est limité par les pertes en énergie dues à la conversion de fréquence (cf. paragraphe 1.3.2).

---

[1] Dans le cas longitudinal, $T_r = \frac{D^2}{2cf_0}$, où D est la dimension transverse du faisceau à considérer et f_0 est la distance focale du réseau focalisant. Dans le cas de la géométrie plus complexe du LMJ (on considère le lissage pour ensemble de quatre faisceaux (ou « quadruplet »), on ne tient pas en compte de la zone centrale non éclairée. Une justification a posteriori de la valeur du temps retard de 77ps est donnée au chapitre 5.

[2] Pourquoi ne pas avoir choisi exactement $f_m=1/T_r$? Historiquement, la modulation sinusoïdale à 14,25GHz existait dans le domaine des radars et ce choix permettait l'accès aux technologies des amplificateurs hyperfréquences de puissance. Aujourd'hui, on pourrait envisager de faire évoluer la valeur de cette fréquence.

Les densités spectrales de puissance (DSP) associées sont présentées Figure 1-14. On appellera par la suite cette modulation de phase, la « fonction lissage ». On parlera encore de « fonctionnalité lissage » pour parler d'une modulation de phase qui permet d'obtenir des niveaux de contraste aux temps longs similaires à ceux prévus sur le LMJ (environ 22%).

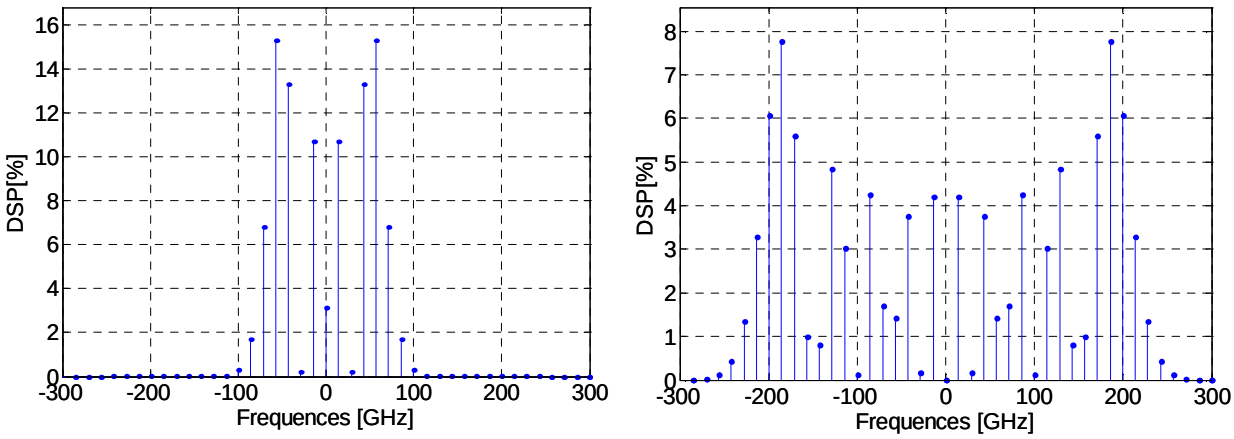

Figure 1-14 : Spectre de la modulation de phase utilisée (f_m = 14.25GHz, m = 5) pour le lissage optique sur le LMJ, forme à 1ω (à gauche) et à 3ω (à droite)

Se limiter à la valeur du contraste spatial pour les temps longs est assez réducteur. En particulier, le lissage a pour but de minimiser l'impact des surintensités des figures de speckle pour les phénomènes de rétrodiffusion non linéaires. Or ces phénomènes sont très rapides (de l'ordre de la picoseconde). L'évolution du contraste aux temps courts peut être très importante. Une étude des phénomènes aux temps courts est donnée au chapitre 5.

Si les modulations de phase permettent d'obtenir les fonctionnalités anti-Brillouin et lissage, le fait d'élargir le spectre optique n'est pas sans contrepartie. Nous présentons dans le paragraphe suivant les inconvénients apportés par les modulations de phase.

1.3 Inconvénients de la modulation de phase

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré que pour résoudre deux problèmes spécifiques aux lasers de puissance (diffusion Brillouin et lissage de la tache focale), nous devons nécessairement élargir le spectre optique de l'impulsion laser et c'est pourquoi nous utilisons une modulation de la phase à cet effet. Néanmoins, l'élargissement spectral présente aussi des inconvénients liés aux nombreuses distorsions spectrales rencontrées durant la propagation. Dans ce paragraphe, nous montrons en quoi ces distorsions peuvent être

gênantes du point de vue des interactions avec la cible et du point de vue des performances laser.

1.3.1 La conversion FM-AM

Lorsqu'on applique une modulation de phase à un signal optique, on élargit le spectre de l'impulsion sans modifier la forme temporelle de l'intensité du signal. Cependant, au cours de la propagation, les différents éléments optiques de la chaîne ne sont pas parfaits et filtrent légèrement le spectre optique. Les filtres rencontrés peuvent être de toutes natures : de phase (pas de pertes d'énergie, c'est-à-dire que la DSP reste identique) ou d'amplitude (ou d'intensité par abus de langage); linéaires ou non linéaires. Ces filtres ont pour effet dans le domaine temporel de moduler l'intensité (voir l'exemple présenté Figure 1-15). Ce phénomène est appelé conversion FM-AM : la modulation de phase (ou modulation de fréquence d'où la notation FM) est alors partiellement convertie en modulation d'intensité (ou par abus de langage modulation d'amplitude d'où la notation AM). La conversion FM-AM avait initialement été utilisée dans le domaine de la radiodiffusion : une démodulation FM peut-être réalisée par filtrage dans la bande utile du signal.

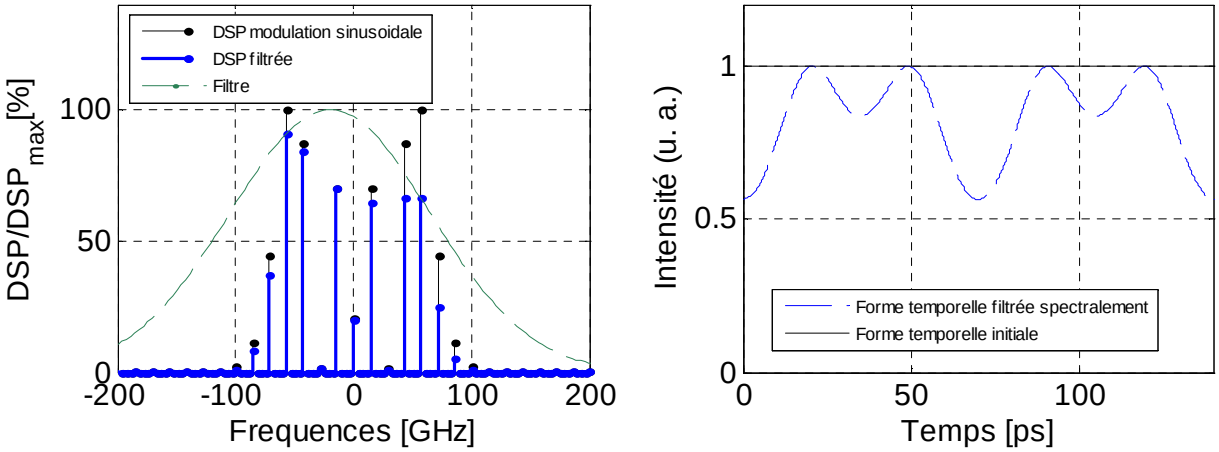

Figure 1-15: Exemple de conversion FM-AM - (gauche) Exemple de filtre en amplitude appliqué au spectre de la modulation lissage du LMJ (fm=14,25GHz, m=5). En gras, le spectre filtré - (droite) Formes temporelles résultantes avant et après filtrage

Ce phénomène est très fréquent et je conseille aux personnes désireuses d'exemples concrets, la lecture du chapitre 2 qui est consacré spécifiquement aux différentes sources de conversion FM-AM sur le laser MégaJoule. Ici, nous ne montrons qu'un exemple d'une mesure pratique

effectuée il y a quelques années sur la ligne d'intégration laser (LIL, prototype du LMJ) afin de voir à quel point la déformation temporelle peut être importante (cf. Figure 1-16).

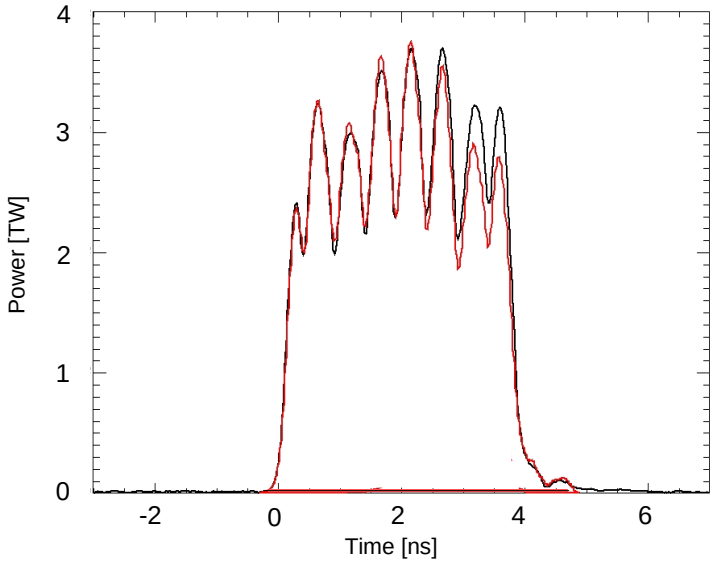

Figure 1-16 : Mesure temporelle de la puissance sur la LIL (les deux courbes sont issues de deux détecteurs différents). L'impulsion est initialement modulée spectralement avec seulement la fonction anti-Brillouin (fm=2GHz, m=7). À cause de la conversion FM-AM, le faisceau qui présentait un plateau (forme « carré ») est fortement modulé.

La conversion FM-AM est un phénomène parasite qui doit être contrôlé et minimisé pour différentes raisons :

- Sur le LMJ, **les modulations temporelles à 2GHz peuvent être gênantes pour synchroniser les faisceaux des différentes chaînes**. Sur cible, les énergies des 240 faisceaux doivent arriver avec une synchronisation de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Or, en pratique, les modulations d'intensités sont fluctuantes d'un tir à l'autre (ne serait-ce que parce qu'il n'y a pas de synchronisation entre la forme temporelle et le signal modulant appliqué au modulateur de phase). Les différents faisceaux sont entachés d'une modulation importante déformant les fronts de montée et décalant alors les signaux si on a fixé un seuil de synchronisation commun.

- Du point de vue de l'interaction entre le laser et la cible, la présence de modulations d'intensité peut empêcher la fusion correcte de la cible. En effet, la forme de l'impulsion est spécifique afin que l'énergie synchronisée des faisceaux permette une implosion correcte de la bille de D-T. Plus que la modification de la forme temporelle, c'est la perte de la symétrie d'irradiation à cause des modulations d'intensité qui est

gênante. **Certaines zones de la bille recevront à certains instants plus d'énergie que d'autres (pic ou creux de la modulation d'intensité) ce qui peut aboutir à une mauvaise compression de la bille et donc à une réaction de fusion dégradée**. Ce phénomène a une inertie assez lente et les fluctuations d'intensité trop rapides (>10GHz) ne seront pas gênantes. On cherchera alors à limiter préférentiellement les modulations d'intensité pour les fréquences inférieures à 10GHz [2].

- Pour les mêmes raisons qui imposent l'utilisation des techniques de lissage, on cherche à éviter la présence de surintensités liées à la conversion FM-AM pour l'interaction laser-plasma. En effet, des surintensités peuvent amplifier les phénomènes de rétrodiffusion Brillouin et Raman et donc moins d'énergie se retrouve transportée jusqu'à la cible, ce que l'on cherche à éviter[1]. Ces phénomènes non-linéaires se développent très rapidement dans les plasmas (~ps) et donc toutes les modulations d'intensité peuvent être pénalisantes a priori.

- Enfin, bien que très rapide, la présence de surintensités dues à la conversion FM-AM pourrait provoquer ou accélérer l'endommagement des optiques de fin de chaîne. Des expériences à ce sujet sont envisagées.

1.3.2 Contrôle des performances laser

Ici nous discutons rapidement des effets liés à la modulation de phase (autres que la conversion FM-AM) qui sont pénalisants sur le LMJ.

Tout filtre en amplitude va provoquer une perte d'énergie. La perte d'énergie la plus sensible est liée à la conversion de fréquence en fin de chaîne qui a une acceptance spectrale limitée [16]. C'est d'ailleurs cette acceptance spectrale limitée qui fixe l'élargissement de la modulation de phase du lissage à m=5. On a vu dans le paragraphe expliquant le mécanisme de lissage que plus le spectre est large meilleur est le lissage. Cependant si le spectre est trop

[1] J'imposerai moi-même un fort bémol à cette explication. Les phénomènes Brillouin et Raman sont des phénomènes locaux. Or, de manière locale, à cause du couplage spatio-temporel, peut-on encore parler de conversion FM-AM ? En effet, le lissage même est un déplacement spatial des grains de speckle afin qu'au cours du temps l'intensité soit moyennée spatialement…en créant une modulation temporelle ! Localement, nous avons volontairement créé la « pire » modulation temporelle qui soit. Sur cible, la conversion FM-AM n'a de sens que sur une zone intégrée de la tache focale (surface englobant plusieurs grains de speckle) et sur cette zone les modulations d'intensité ont-elles un impact sur les phénomènes non-linéaires locaux ? Concernant ce point, nous attendons la réponse des physiciens des plasmas.

large, il n'est plus suffisamment converti et la perte d'énergie associée est trop grande. Avec la configuration utilisée de conversion de fréquence et d'élargissement spectral, **l'énergie perdue par élargissement lors de la conversion de fréquence est de l'ordre de 8%**. Cela correspond à une perte d'environ 150kJ sur le Laser MégaJoule.

De manière plus générale, tout filtre qui provoque une perte d'énergie est pénalisant : pour atteindre les mêmes performances énergétiques sur cible, il convient donc d'amplifier plus fortement le signal en amont. Une telle hausse d'énergie peut provoquer diverses déformations thermiques des composants, une usure plus rapide, etc., ce qui augmente de manière plus ou moins masquée les coûts d'exploitation du LMJ. Enfin, remarquons que, si on modifie l'énergie pour pallier les effets du filtrage, la manière dont ont été définies les fonctionnalités Brillouin et lissage se trouve modifiée.

Vous trouverez ci-dessous le Tableau 1 qui résume les différentes grandeurs spectrales en jeu. Certaines valeurs seront justifiées au chapitre 2 et 4 :

	Largeur spectrale à 1053nm		Largeur spectrale à 351nm	
	GHz	nm	GHz	nm
Fonction anti-Brillouin LMJ f_m = 2GHz, m=7	28GHz	0,1nm	84GHz	0,03nm
Fonction lissage LMJ f_m = 14,25GHz, m=5	143GHz	0,6nm	428GHz	0,2nm
Fonction d'élargissement totale anti-Brillouin et lissage sur LMJ	179GHz	0,7nm	475GHz	0,2nm
Largeur bande Brillouin critique sur LMJ			0,2GHz	0,1pm
Fréquence de modulation optimale pour le lissage sur le LMJ			13GHz	5pm
Largeur à mi-hauteur bande de gain du MPA	380GHz	1,4nm		
Acceptance spectrale à mi-hauteur du SCF			900GHz	0,4nm

Tableau 1 : Grandeurs spectrale utiles. Les largeurs des spectres de modulations de phase sont données à 95% de l'énergie encerclée. Ce tableau montre pourquoi il convient mieux d'utiliser le gigahertz (héritage des télécoms) comme unité spectrale plutôt que le nanomètre (habituellement utilisé chez les laseristes).

1.4 Plan du mémoire

Après avoir pris connaissance du cadre du sujet, continuons ce tableau par une ébauche rapide du contenu de ce mémoire.

- Cette thèse se décompose en 6 chapitres dont le **chapitre 1** d'*introduction*. Vous en avez d'ailleurs presque fini la lecture : félicitations ! Il a permis d'expliciter en quoi les modulations de phase répondent aux problèmes de la diffusion Brillouin et du lissage optique dans le cadre très particulier du Laser MégaJoule. On a aussi vu pourquoi la modulation de phase pouvait avoir des contreparties néfastes.

- Le **chapitre 2** a pour but de présenter *la conversion FM-AM* sur le LMJ. Après avoir introduit le formalisme utilisé, nous présentons à chaque étage de la chaîne laser, les mécanismes physiques provoquant des filtrages spectraux et donc de la conversion FM-AM. En particulier, je traite longuement de l'étude que j'ai menée sur le système de conversion de fréquence et de focalisation où j'ai mis en évidence les différentes causes de conversion FM-AM et proposé des modèles analytiques simples pour la quantification. Nous concluons le chapitre sur les trois manières de minimiser la conversion FM-AM sur le LMJ : changer les composants filtrants, appliquer une fonction de transfert inverse qui compenserait les effets de distorsions spectrales, ou déterminer un spectre aux fonctionnalités équivalentes mais moins sensible aux effets des filtres. La première solution a fait l'objet de nombreuses études antérieures à mon arrivée. Les deux autres solutions font l'objet des chapitres 3 à 6.

- Le **chapitre 3** est consacré à *la compensation de la conversion FM-AM*. L'idée de compenser une fonction de filtrage par sa fonction de transfert inverse est la solution théorique idéale dans le cas de fonctions de transfert linéaires. Or, sur le LMJ, tous les effet de distorsions spectrales ne sont pas linéaires et en particulier le principal contributeur de la conversion FM-AM qui est le Système de Conversion de Fréquence (SCF). Dans ce chapitre, nous résumons les actions déjà menées de compensation de la conversion FM-AM sur les fonctions linéaires et les résultats que l'on peut raisonnablement espérer. Puis nous recentrons rapidement notre propos sur une étude originale qui consiste à rechercher des filtres linéaires qui minimisent la conversion FM-AM du SCF malgré la forte non linéarité de ce dernier.

- Dans le **chapitre 4** débute la partie concernant l'optimisation de la modulation de phase où l'on propose l'étude générique des *modulations non sinusoïdales* afin d'atteindre des spectres de raies homogènes (« plats ») qui sont aussi performants mais moins larges spectralement. On fait alors le constat que parmi l'ensemble des modulations possibles, seules les modulations de phase multi-sinusoïdales synchronisées en phase nous intéressent. À partir de là, on montre que l'on obtient le meilleur rapport « qualité spectrale/complexité de réalisation » pour une combinaison de 3 harmoniques. Enfin, nous montrons la possibilité pratique de créer de tels spectres plus efficaces.

- Après avoir vérifié la faisabilité pratique des spectres « plats », on étudie dans le **chapitre 5**, leur *impact sur les performances laser* sur les 4 points suivants : fonction anti-Brillouin, fonction lissage, niveau de conversion FM-AM, et rendement de conversion de fréquence. Dans chaque cas, on met en évidence analytiquement et expérimentalement les performances des modulations non sinusoïdales proposées par rapport à celles des modulations sinusoïdales classiques. À partir des résultats de ces modèles et expériences, on effectue une extrapolation pour se mettre dans le cas concret du LMJ.

- Le **chapitre 6** qui clôture cette thèse et que j'ai intitulé *« proposition de compromis »*, fait la synthèse des résultats obtenus dans les chapitres 4 et 5. Nous proposons des solutions optimisées pour le laser MégaJoule qui sont des compromis satisfaisants, minimisant les effets néfastes de la modulation tout en conservant les mêmes fonctionnalités. Les considérations finales sur la faisabilité pratique de telles solutions montrent que certaines de ces propositions sont peu coûteuses et ne nécessitent pas de modifications d'architecture particulière.

Nous concluons ce chapitre d'introduction par une présentation rapide de l'état de l'art sur les différents sujets abordés afin de mettre en évidence la valeur ajoutée de cette thèse.

1.5 Etat de l'art et originalité

1.5.1 La conversion FM-AM

La conversion FM-AM est un phénomène connu dans le domaine des télécommunications et a été longtemps utilisé pour la démodulation des signaux portés par modulation de phase [17]. Pour ce qui est de la conversion FM-AM en tant que phénomène parasite, les études publiées avant mon arrivée sont limitées (en nombre) et sont essentiellement tournées vers les éléments fibrés (J.E. Rothenberg [18] et D. Penninckx [19]). Des travaux internes au CEA ont aussi exploré les effets de conversion FM-AM dans le MPA (module pré-amplificateur). Enfin, l'impact du temps retard sur la forme temporelle avait déjà fait l'objet de remarques dans un article sur les impulsions « picket fence » [20]. L'originalité de mon travail sur la conversion FM-AM se trouve dans la modélisation complète de la conversion FM-AM dans le SCF (système de conversion de fréquence) et qui n'avait jamais été étudiée auparavant. En particulier, j'ai proposé des modèles analytiques simples pour la prédiction des taux de modulation temporels pour chacun des contributeurs et j'ai établi le modèle permettant de comprendre l'atténuation des modulations d'intensité lors de la focalisation sur cible [21, 22].

1.5.2 La compensation des fonctions de filtrage

L'étude de fonctions de transfert inverses pour compenser des fonctions de filtrage linéaires est un domaine déjà exploré et parfaitement connu. Elles sont d'ailleurs déjà en cours d'application sur les lasers de puissance NIF et LMJ [23, 24]. Le travail original et présenté dans cette thèse découle des modélisations faites sur la conversion FM-AM. Il montre la possibilité d'utiliser des fonctions linéaires pour compenser grandement des effets de filtres non linéaires [25]. Cette étude a fait l'objet d'une demande de dépôt de brevet [26].

1.5.3 Les modulations non sinusoïdales

Dans ce mémoire, on étudie la possibilité d'utiliser des modulations composées de plusieurs sinusoïdes à des fréquences harmoniques dont les phases relatives sont parfaitement contrôlées afin de créer des spectres « plats ». Cette idée se retrouve partiellement dans

deux brevets américains [27, 28]. Le premier considère un point de fonctionnement particulier d'un spectre à 9 raies mais ne mentionne pas l'importance de la phase entre les différentes harmoniques. Le second explore la possibilité d'utiliser deux modulations de phase : l'exploration est donnée en terme de profondeur de modulation mais là encore pas en terme de phase (ici figée de sorte que les deux fréquences soient parfaitement synchrones). Très récemment une équipe de chercheurs chinois a publié des résultats de travaux similaires aux nôtres dans des gammes de fréquences moins élevées [29].

Les résultats personnels nouveaux apportés au sujet sont essentiellement la définition d'une série de points de fonctionnement à un seul degré de liberté qui donne des spectres satisfaisants et simples à régler. Ce résultat a fait l'objet d'une demande de brevet [30]. J'ai participé à la conception du prototype « 10/20/30GHz » et qualifié ses performances [31]. L'ensemble des validations numériques et pratiques m'a permis de proposer des solutions alternatives intéressantes pour le LMJ (objectif initial de la thèse et conclusion).

Références

1. T. Maiman: “Stimulated optical radiation in ruby”, Nature, vol. 187, p493-494 (1960)
2. J.D. Lindl et al: “The physics basis for ignition using indirect-drive targets on National Ignition facility”, Phys. Plasmas 11 (2004)
3. A.C. Newell et J.V. Moloney: “Nonlinear optics”, Addison-Wesley Publishing Co. (1992)
4. J. Néauport, Ph. Cormont, L. Lamaignère, C. Ambard, F. Pilon, et H. Bercegol : “Concerning the impact of polishing induced contamination of fused silica optics on the laser-induced damage density at 351nm”, Opt. Comm., **281**, pp3802-3805 (2008)
5. L.M. Frantz et J.S. Nodvik, “Theory of pulse propagation in a laser amplifier”, J. Appl. Phys., Vol 34, No. 8, pp 2346-2349 (1963)
6. R. W. Boyd, *Non-linear Optics*, Academic Press, 2nde édition (2002)
7. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 3rd edition (2001)
8. J-M. Sajer : “Modélisation classique de l’effet Brillouin stimulé”, note interne CEA (1999)
9. C.L. Tang: “Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process”, J. Appl. Phys. **37**, 2945 (1966)
10. G.W. Faris, L.E. Jusinski, and A. Peet Hickman : “High-resolution stimulated Brillouin gain spectroscopy in glasses and crystals”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol.10, No. 4, pp587-599 (1993)
11. J.R. Murray et al. : “Experimental observation and suppression of transverse stimulated Brillouin scattering in large optical components”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol.6, No. 12, pp2402-2411 (1989)
12. J. Taboury : “Speckle”, cours d’optique physique de l’Institut d’optique (2005)
13. L. Videau : « Le lissage optique pour les chaînes de puissance », thèse de l’Ecole Polytechnique (1998)
14. M Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge Univ. Press, 2nde édition (1964)
15. J. Garnier : « Ondes en milieux aléatoires », thèse de l’Ecole Polytechnique (1996)
16. A. Boscheron, “Etude de nouvelles configurations de conversion de fréquence pour l’optimisation des lasers de haute puissance”, thèse de l’université Paris XI (1996)
17. B. Wedding, “New method for optical transmission beyond dispersion limit”, Electronics Letters, Vol.28, No.14, pp.1298-1300 (1992)

18. J. E. Rothenberg, D. F. Browning, R.B. Wilcox: “Issue of FM to AM conversion on the National Ignition Facility”, proceedings Third International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion, Proc. SPIE 3492, 51-61 (1999)
19. D. Penninckx, N. Beck, J-F. Gleyze et L. Videau: “Signal Propagation over Polarization-Maintaining Fibers: Problem and Solutions”, IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, Vol.24, No.11, pp.4197-4207 (2006)
20. J.E. Rothenberg: “Ultrafast picket fence pulse trains to enhance frequency conversion of shaped inertial confinement fusion laser pulses” in Applied Optics - Vol.39, No.36 (2000)
21. S. Hocquet, E. Bordenave, J-P. Goossens, C. Gouedard, L. Videau and D. Penninckx: “Amplitude modulation filtering of FM-to-AM conversion due to the focusing grating of LMJ”, proceedings IFSA 2007, Journal of Physics: Conference Series 112 (2008)
22. S. Hocquet, D. Penninckx, É. Bordenave, C. Gouédard and Y. Jaouën : "FM-to-AM Conversion in High Power Lasers", Applied Optics, Vol. 47, n°18, p. 3338-3349 (2008)
23. S. Jonathas : “Réduction de la conversion FM-AM par compensation de la dispersion chromatique avec un réseau de Bragg”, mémoire de DRT, univ. d’Orléans, CEA (2008)
24. M. Lavayssière : « Etude de la compensation de la conversion FM-AM dans un système entièrement fibré », rapport de stage, CEA (2007)
25. S. Hocquet, G. Lacroix, et D. Penninckx : “Compensation of FM-to-AM Conversion in Frequency Conversion Systems”, Applied Optics, Vol. 48, No. 13, pp2515-2521 (2009)
26. S. Hocquet and D. Penninckx : Patent application, FR 08 58954, 22/12/2008
27. S. K. Korotky, United States Patent, patent number 5,566,381 (1996)
28. R. T. Logan, R. D. Li, United States Patent, patent number 6,282,003 (2001)
29. Y. Dong, Z. Lu, Q. Li, et Y. Liu : “Broadband Brillouin slow light based on multifrequency phase modulation in optical fibers”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol.25, No 12, (publié le **08/10**/2008)
30. S. Hocquet and D. Penninckx : Patent application, FR 08 56475, **26/09**/2008
31. S. Hocquet, D. Penninckx, J-F. Gleyze et Y. Jaoüen : “Non-sinusoidal Phase Modulations for High Power Laser Performance Control”, communication par poster à CLEO US (2009), Baltimore

Chapitre 2

La conversion FM-AM dans les lasers de puissance

2 La conversion FM-AM dans les lasers de puissance 39

2.1 Les causes de la conversion FM-AM dans le LMJ..... 39

2.2 Formalisme utilisé 40

Le taux de modulation temporel 40

Importance du spectre AM et conséquences sur le taux de modulation.... 41

2.3 Conversion FM-AM dans la source 46

Effet de la biréfringence dans les fibres à maintien de polarisation..... 47

Effet de la dispersion chromatique 49

2.4 Conversion FM-AM dans le MPA..... 51

2.5 Conversion FM-AM dans la Section Amplificatrice 53

2.6 Conversion FM-AM dans le système de conversion de fréquence 55

Effet des cristaux convertisseur de fréquence 56

Effet de la dispersion angulaire d'un réseau plan 61

Effet combiné de la dispersion des réseaux et de la conversion de fréquence 63

Réduction des modulations d'intensité grâce au réseau focalisant 66

2.7 Quelles voies d'amélioration? 70

Références 72

« Premiers accords du prélude à la symphonie, qui se déroula avec ma vie, non sans incidents variés, fantaisies contrapuntiques, sautes de rythmes et **modulations** *inattendues »*
(Romain Rolland, Le voyage intérieur)

2 La conversion FM-AM dans les lasers de puissance

La conversion FM-AM est un problème spécifique à l'utilisation des modulations de phase. L'étude de ce phénomène dans le cadre des lasers de puissance est originale et son intérêt est grand pour le contrôle des performances laser (cf paragraphe 1.3). Seul son impact dans les fibres (dans la partie « source » sur le LMJ) avait été jusqu'alors étudié [1,2]. L'objectif de ce chapitre est d'avoir une vision la plus exhaustive possible de la conversion FM-AM sur le trajet optique d'un laser de puissance de type LMJ.

Dans ce chapitre, nous présentons les principales causes de la conversion FM-AM qui ont un impact sur le LMJ. Nous présentons le formalisme utilisé pour quantifier la conversion FM-AM ainsi que des modèles analytiques pour interpréter les résultats obtenus à chaque étage de la chaîne laser. Ces modèles seront réutilisés tout au long du manuscrit et en particulier dans le chapitre 3. Dans la mesure du possible, nous donnons des valeurs numériques pour illustrer nos propos et il sera toujours précisé dans le texte si ces valeurs proviennent de mesures expérimentales effectuées sur la LIL (Ligne d'Intégration Laser, prototype du LMJ) ou de simulations obtenues avec le code de propagation Miró (logiciel de simulation de la propagation des faisceaux laser développé au CEA et dont on donne une présentation succincte des fonctionnalités en annexe 2).

2.1 Les causes de la conversion FM-AM dans le LMJ

La conversion FM-AM résulte d'une distorsion spectrale (ou filtrage spectral) de la modulation de phase. La modulation de phase sur le Laser MégaJoule étant réalisée sur le premier composant après l'oscillateur laser, ce sont donc tous les composants optiques de la chaîne laser qui sont susceptibles de filtrer le spectre de la modulation de phase et donc de générer des modulations d'intensité par conversion FM-AM. Afin d'être pertinents, nous découpons notre étude selon les différents étages d'un faisceau laser LMJ comme présenté schématiquement en Figure 2-1.

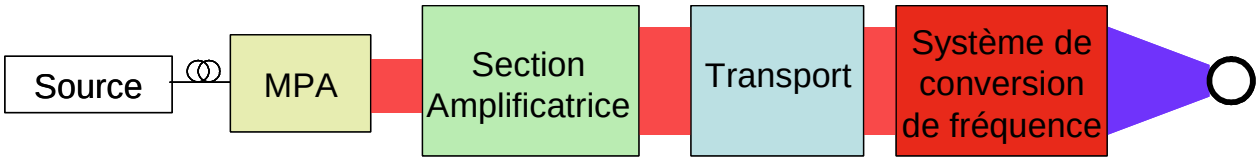

Figure 2-1: Diagramme fonctionnel d'un faisceau LMJ

La section « transport » ne sera pas étudiée puisqu'elle n'apporte aucune distorsion supplémentaire. En effet, comme son nom l'indique, elle permet simplement de transporter l'énergie vers le système de conversion de faisceau sans déformation supplémentaire.
Concernant les autres étages du faisceau, nous étudierons les phénomènes suivants, qui sont à l'origine de l'essentiel de la conversion FM-AM observée en pratique et par simulation :

- Source
  - Biréfringence dans les fibres à maintien de polarisation
  - Dispersion chromatique dans les fibres
- Module pré-amplificateur (MPA)
  - Effet de cavité Fabry-Pérot parasite entre les faces d'une optique
  - Rétrécissement spectral par le gain
- Section amplificatrice (SA)
  - Rétrécissement spectral par le gain
- Système de conversion de fréquence et de focalisation (SCF)
  - Dispersion angulaire des réseaux
  - Acceptance spectrale limitée des cristaux convertisseurs de fréquence
  - Amplification non linéaire des modulations d'intensité déjà existantes

Avant d'étudier chacun de ces phénomènes et leur niveau d'impact sur le Laser MégaJoule, nous présentons le formalisme utilisé pour traiter la conversion FM-AM.

2.2 Formalisme utilisé

Le taux de modulation temporel

Nous considérons une impulsion laser modulée en phase et nous ne nous intéressons pas à sa forme temporelle initiale que l'on suppose constante et normalisée. Ainsi, dans le cas d'une modulation de phase $\varphi(t)$, l'expression du champ optique initial A_0 s'écrit simplement :

$$A_0(t) = e^{i\varphi(t)} \tag{1}$$

L'intensité, I_0, n'est pas modifiée par cette modulation de phase puisque :

$$I_0(t) = |A_0(t)|^2 = 1$$

La conversion FM-AM apparaît lorsqu'un composant optique filtre le spectre de la modulation de phase durant la propagation. Nous appelons de manière générique, H_o, les filtres dits « optiques » qui provoquent une distorsion du spectre de la modulation de phase. Le champ optique résultant s'exprime alors sous la forme suivante dans le domaine fréquentiel :

$$\tilde{A}(f) = H_o(f).\tilde{A}_0(f) \tag{2}$$

où $\tilde{A}_0(f)$ est le spectre de l'impulsion modulée en phase, c'est-à-dire la transformée de Fourier de l'équation (1).

L'intensité résultante, I, n'est alors généralement plus constante et la modulation d'intensité résultante est ce que l'on appelle la conversion FM-AM : la modulation de phase (FM) est convertie partiellement en modulation d'intensité (AM). Pour quantifier la conversion FM-AM, nous introduisons le taux de modulation temporel α défini par :

$$\alpha = 2.\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \tag{3}$$

α[1] varie alors entre 0 et 200%. Lorsque α=0%, il n'y a alors pas de modulation d'intensité.

Importance du spectre AM et conséquences sur le taux de modulation temporel

Présenté tel quel, ce taux de modulation temporel n'est pas suffisant puisqu'il ne prend pas en compte les fréquences auxquelles les modulations d'intensité ont lieu. Il convient alors d'étudier le spectre de la modulation d'intensité ou spectre AM.

Le spectre AM ne doit pas être confondu avec le spectre « optique » de la modulation de phase. L'étendue des fréquences du spectre AM est cependant liée au spectre de la modulation de phase en fonction des « battements » possibles. Dans le cas d'une modulation de phase

[1] Le choix de cette définition du taux de modulation temporel comme étant égal au double du contraste est arbitraire et peut paraître fortuit. Néanmoins, dans le cas d'une modulation sinusoïdale de l'intensité, on voit que $\alpha = \frac{\Delta I}{I_{moy}}$. Nous aurions pu directement utiliser cette seconde expression dans le cas général, ce qui met les fortes surintensités en évidence mais les valeurs prises par α ne sont alors plus bornées.

sinusoïdale de paramètres m et f_m, on rappelle que le spectre optique s'écrit de la manière suivante :

$$\tilde{A}(f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m).\delta(f - n.f_m) \tag{4}$$

où J_n sont les fonctions de Bessel de première espèce.

La plus petite fréquence observable non nulle dans le spectre AM est donnée par l'espacement entre les raies du spectre optique, c'est-à-dire, d'après (4), la fréquence de modulation f_m, tandis que la plus grande est donnée par l'élargissement spectral Δf (soit des fréquences allant jusqu'à 200GHz sur le LMJ à 1ω et 600GHz à 3ω).

Le domaine spectral AM importe d'un point de vue pratique puisque les outils de mesures ont tous une bande passante limitée (3GHz sur la LIL, jusqu'à 15GHz pour des mesures ponctuelles avec des oscilloscopes monocoup performants). De plus, concernant l'interaction laser-cible, il existe une fréquence de coupure où les modulations ne sont plus aussi néfastes (~10GHz) [3]. Pour ce qui est de l'interaction laser-plasma, la temps de réponse du plasma étant très rapide (~ps) [3], l'ensemble du spectre AM peut avoir une influence.

Afin de prendre en compte ces différentes fréquences caractéristiques, nous filtrons le spectre AM pour ne garder que les fréquences utiles. Nous appelons filtres « électriques », notés H_e, ces fonctions de transfert qui modifient le spectre de l'intensité. Arbitrairement, nous utilisons des filtres gaussiens de bande passante à 3dB, $f_{3dB,}$ défini de la façon suivante :

$$H_e(f) = \exp\left[-\frac{\ln 2}{2} * \left(\frac{f}{f_{3dB}}\right)^2\right] \tag{5}$$

On définit alors un taux de modulation α_{f3dB} dépendant de la bande passante f_{3dB} en utilisant l'expression (4) avec l'intensité vue dans cette bande passante exprimée par :

$$\tilde{I}_{f3dB}(f) = H_e(f).\tilde{I}(f) \tag{6}$$

En particulier, nous allons considérer les trois valeurs suivantes :

- α_{3GHz} qui correspond au taux de modulation que l'on peut mesurer en pratique de manière courante.

- α_{10GHz} qui correspond aux modulations a priori gênantes pour l'endommagement et l'interaction laser-cible. C'est aussi une mesure que l'on peut faire avec un oscilloscope performant sur une expérience ponctuelle.
- α_{∞} qui est le taux de modulation temporel donné sans aucun filtrage électrique : cette valeur peut seulement être simulée et ne peut pas encore être mesurée en pratique[1]. Elle peut être importante pour l'interaction laser-plasma.

La valeur de la bande passante de mesures des modulations d'intensité peut induire des résultats surprenants au premier abord. Pour illustrer ce propos, nous donnons deux exemples concrets sur les lasers de puissance NIF et LIL.

Sur le NIF :

La modulation de phase utilisée sur le NIF est une combinaison de deux modulations de phase sinusoïdales à 3GHz (fonction anti-Brillouin) et 17GHz (fonction lissage). Le spectre AM de la conversion FM-AM n'est constitué que des battements entre l'ensemble des fréquences du spectre optique de la modulation de phase. Dans le cas présent, la plus petite fréquence des modulations d'intensité observable est donc 1GHz (battement entre la raie à 17GHz et celle à 6x3=18GHz, par exemple).
Sur le NIF, une partie des mesures temporelles communiquées ont une bande passante inférieure à 500MHz (moyenne glissante sur une fenêtre de 2ns). Les modulations d'intensité de la conversion FM-AM ne sont donc pas visibles sur ces mesures : ces formes temporelles des impulsions NIF apparaissent donc comme parfaites.

Sur la LIL :

La modulation de phase de la LIL est identique à celle prévue sur le LMJ aujourd'hui, c'est-à-dire une modulation de phase sinusoïdale à 2GHz pour la fonction anti-Brillouin et une à 14,25GHz pour la fonction lissage. Dans le cadre des tirs effectués, la fonction anti-Brillouin est toujours activée tandis que la fonction lissage peut l'être, ou non, selon le besoin.
Les valeurs du taux de modulation temporel α obtenues avec des filtres optiques (i.e. fonctions de transfert) simples montrent que, dans un cas réel, on s'attend à ce que, plus le

[1] Des projets de mesures à très haute fréquences (>100GHz sur une impulsion unique) sont en cours de développement. On citera en particulier le projet MULO, dispositif d'échantillonnage tout optique monocoup, développé au CEA CESTA.

spectre optique est large, plus le taux de modulation temporel soit élevé. Ce phénomène est aussi observé par simulation numérique d'un faisceau LMJ sur Miró. Ceci est illustré par la Figure 2-2 :

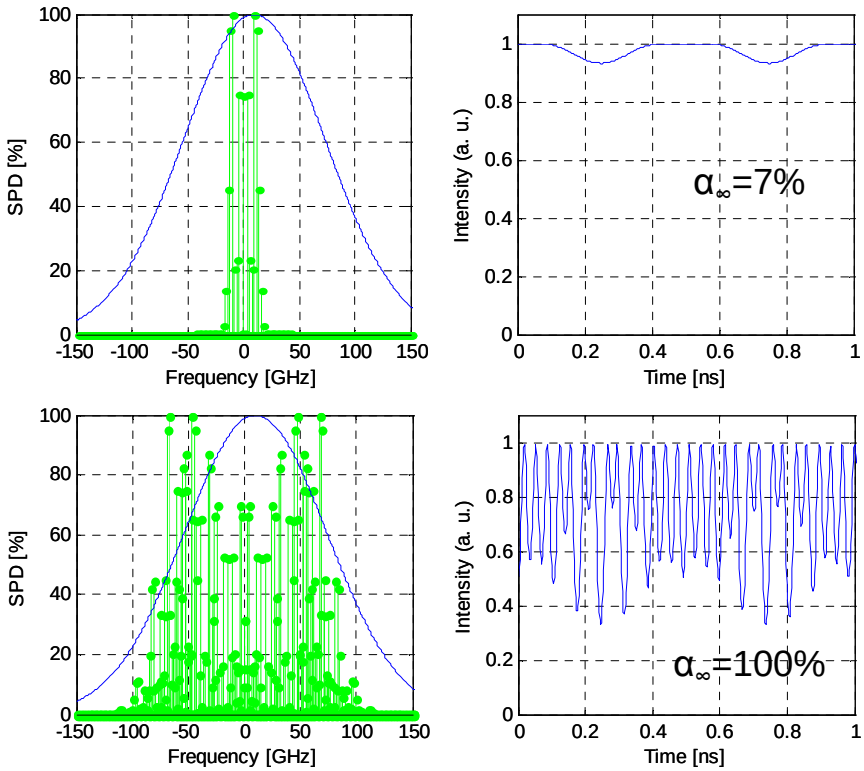

Figure 2-2: Taux de modulation temporel en bande passante infinie dans le cas où la fonction anti-Brillouin (f_m=2GHz m=7) est activée (ligne du haut) et celui où la fonction anti-Brillouin et lissage (f_m=14,25GHz m=5) sont activées (ligne du bas). Dans les deux cas, la fonction de transfert utilisée est la même et est une fonction gaussienne de 150GHz FWHM et décentré de 10GHz par rapport à la fréquence centrale du spectre.

Des mesures du taux de modulation temporel ont été faites sur la LIL en 2004 sur 23 tirs consécutifs et les résultats sont présentés en Figure 2-3. Comme on peut le voir, les valeurs de α varient fortement d'un tir à l'autre et sont de manière générale élevées. Cela est dû à des problèmes, au niveau de la source, résolus depuis (voir paragraphe 2.3 pour plus de détails).

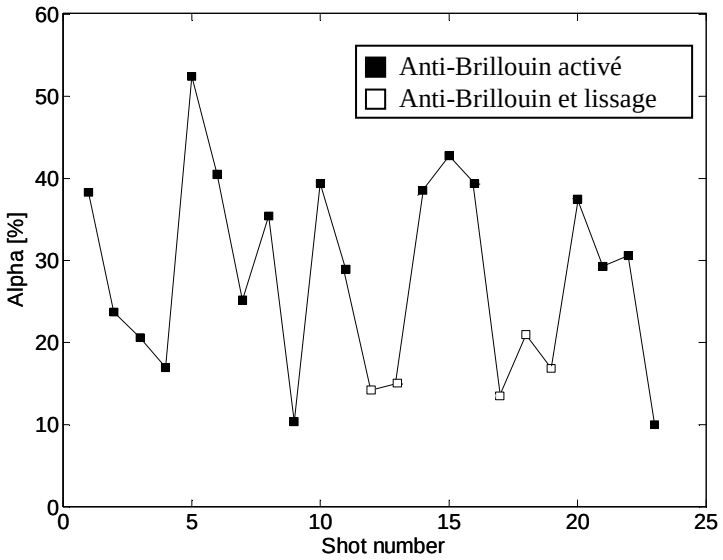

Figure 2-3: Mesures expérimentales du taux de modulation temporel sur 23 tirs consécutifs sur la LIL (2004)

Les carrés pleins de la Figure 2-3 correspondent à des tirs ne comprenant que la fonction anti-Brillouin tandis que les carrés vides correspondent à des tirs avec fonction anti-Brillouin et lissage. Quand le lissage est activé, les valeurs de α mesurées sont parmi les plus faibles.

Pour expliquer cet apparent « paradoxe », il faut noter que les mesures réalisées ont une bande passante limitée (ici à 6GHz). Ceci explique pourquoi ces valeurs ne sont pas parmi les plus importantes. En effet, considérons la Figure 2-4 : on a représenté schématiquement le spectre de la modulation anti-Brillouin et lissage appliquées simultanément. Ce spectre est la convolution du spectre de la fonction anti-Brillouin par le spectre de la fonction lissage. Ainsi, si l'on considère un pic du spectre de la modulation anti-Brillouin, le lissage crée des répliques qui sont filtrées par différentes parties de la fonction de transfert.

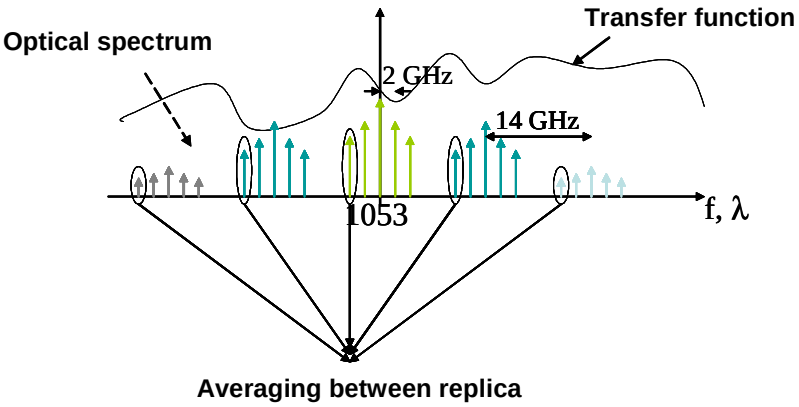

Figure 2-4: La modulation d'intensité à 2GHz est réduite quand le spectre est élargi avec la seconde modulation de phase à 14,25GHz

Ainsi, par effet de moyenne entre toutes les répliques, la conversion FM-AM est souvent réduite pour les modulations d'intensité aux fréquences harmoniques de la fonction anti-Brillouin, c'est-à-dire les fréquences observées lors de mesures à faible bande passante[1] [4]. Ce n'est pas un cas général et on peut aussi avoir des fonctions de transfert accentuant la conversion FM-AM. On notera cependant que ce phénomène est fréquemment observé.

La conclusion de ces deux exemples sur le NIF et la LIL est que **la mesure du taux de modulation temporel n'a de sens que si elle est associée clairement à une bande passante de mesure.**

Dans les paragraphes suivants, nous présentons les principales sources de conversion FM-AM dans le LMJ et nous les quantifions en utilisant le taux de modulation temporel en précisant la bande passante (dans le cas contraire, elle sera considérée implicitement comme infinie).

2.3 Conversion FM-AM dans la source

La « source » est la partie fibrée du LMJ. Sa fonction est de générer l'impulsion laser, de la mettre en forme spectralement et temporellement mais aussi de distribuer et de transporter les impulsions obtenues vers les différents modules pré-amplificateurs (MPA, cf. paragraphe 2.4). En effet, il n'y a sur le LMJ que 4 sources dont les impulsions seront distribuées chacune vers 60 MPA. Le schéma de la Figure 2-5 détaille les différents composants et fonctionnalités de la source.

[1] Reprenons l'exemple de la figure 2 et calculons α_{3GHz} qui représente une valeur que l'on aurait pu mesurer en pratique. Dans le cas de la fonction anti-Brillouin seule, α_{3GHz}=5.9% (pour α_{∞}=7%), tandis que dans le cas où les deux fonctions sont activées α_{3GHz}=2.9% (pour α_{∞}=100%). On retrouve le même « paradoxe » que nous avons vu sur les mesures LIL. Je laisse au lecteur apprécier la différence entre une valeur de taux de modulation temporel filtrée et une valeur non filtrée.

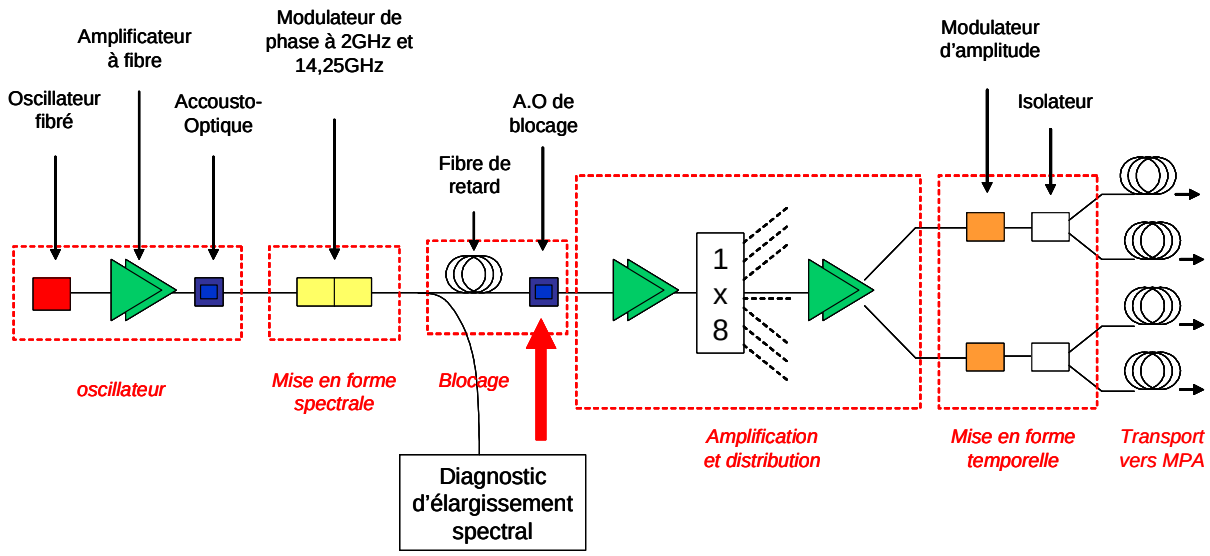

Figure 2-5: Schéma de la source LMJ

La mise en forme spectrale, c'est-à-dire la modulation de phase, s'effectue juste après la génération de l'impulsion. L'impulsion modulée en phase se propage ensuite à travers de nombreuses fibres (environ 50 concaténations de fibres sur le trajet du faisceau dans la source). Cette propagation est supérieure à 200m et est essentiellement due à la longueur de la fibre de retard qui permet d'effectuer un éventuel blocage de l'impulsion après réponse du diagnostic d'élargissement spectral (DES). Ce sont ces fibres qui sont à l'origine de la conversion FM-AM dans la source pour deux raisons : la biréfringence dans les fibres à maintien de polarisation et la dispersion chromatique.

Effet de la biréfringence dans les fibres à maintien de polarisation

Cet effet est aujourd'hui maîtrisé et les niveaux de conversion FM-AM associés sont presque négligeables [2]. Néanmoins, nous présentons le phénomène physique puisque il sera réutilisé par la suite comme système de compensation de la conversion FM-AM dans le chapitre 3.

Les fibres utilisées sont des fibres à maintien de polarisation (PMF) qui ont la propriété de conserver l'état de polarisation d'une impulsion à condition qu'elle soit injectée sur un des deux axes propres de propagation. Il y a conversion FM-AM dans les PMF quand il y a un mauvais maintien de la polarisation au niveau des connecteurs et l'injection dans les fibres n'est plus exactement réalisée selon un axe propre : à cause de la différence de temps de

groupe (DGD) entre les deux états propres des fibres PM (lié à la biréfringence de la fibre), l'impulsion est partiellement « déboublée » comme cela est illustré par la Figure 2-6.

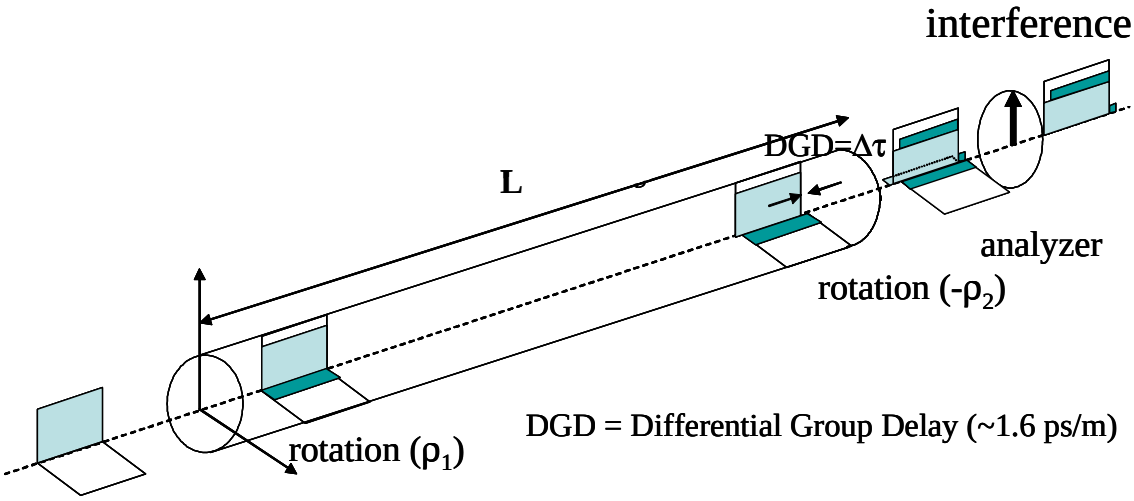

Figure 2-6: Modèle de la conversion FM-AM dans les fibres PM

La polarisation devant être parfaitement contrôlée, on retrouve à différents niveaux de la source des polariseurs (ou analyseurs) qui font alors interférer les deux impulsions décalées dans le temps. En effet, la partie de l'énergie qui se propage selon l'axe lent est retardée par rapport à celle sur l'axe rapide et ces deux ondes décalées interfèrent après le polariseur. Le retard introduit dépendant de la fréquence, ces interférences jouent le rôle de filtre optique et modifient le spectre de l'impulsion et donc créent de la conversion FM-AM.

La fonction de transfert optique pour une seule fibre suivie d'un polariseur s'écrit alors de la manière suivante (à un terme d'atténuation près n'apportant aucune distorsion) :

$$H_o(f) = 1 + A\exp\left(i(2\pi f\Delta\tau + \psi)\right) \tag{7}$$

où A détermine le contraste de l'interféromètre. Dans le cas des fibres PM, on parle plutôt de taux d'extinction en polarisation (ou PER) qui est égal au ratio des énergies selon les deux axes.

$\Delta\tau$ est proportionnel à la longueur de la fibre utilisée et au DGD de la fibre.

Ψ est la phase de recombinaison et elle dépend des contraintes thermiques et mécaniques appliquées à la fibre. Ce paramètre est à l'origine des fluctuations d'intensité observées au cours du temps en sortie des sources dont la polarisation est mal contrôlée.

Pour limiter la conversion FM-AM, il faut minimiser les distorsions spectrales apportées par les interférences. Pour cela, on voit que l'on peut [2,5] :

- Minimiser le terme de contraste A par utilisation de fibres ayant des connecteurs limitant au mieux la rotation de la polarisation.
- Limiter $\Delta\tau$ pour avoir un filtre ayant une périodicité la plus grande possible : chaque composante spectrale voit alors presque la même atténuation. Pour cela, il faut limiter au mieux la longueur des fibres.

L'application de ces premières solutions est limitée pour des raisons techniques et n'empêche pas l'accumulation des effets puisque, en pratique, il y a de nombreuses concaténations de fibres avant le polariseur qui font alors interférer de nombreuses répliques de l'impulsion et rend la fonction de transfert réelle beaucoup plus complexe.
Pour limiter les effets d'accumulation, on peut insérer des polariseurs tout au long du trajet selon le « bon » axe afin de faire disparaître définitivement les répliques qui se propagent sur le « mauvais » axe (et qui pourrait encore subir des rotations au cours des concaténations suivantes et donc ajouter des termes d'interférences sur le « bon » axe). En pratique, il a été ajouté un polariseur toutes les 10 concaténations de fibres, ce qui a effectivement pour effet de limiter la croissance de la conversion FM-AM.
Une autre avancée importante (présentée en détail dans [2]), est le principe de l'alternance des axes. Cela consiste à intervertir l'axe lent et l'axe rapide entre chaque tronçon de PMF ($\Delta\tau$ se transforme en $-\Delta\tau$). Cela minimise certains termes de la fonction de transfert puisque certaines interférences entre répliques voient leur « $\Delta\tau$ moyen » diminuer (équivalent de la seconde solution proposée dans le cas d'une seule fibre).

L'ensemble de ces solutions a permis de réduire le taux de conversion FM-AM de valeurs aléatoires de l'ordre de 40% à moins de 5% (bande passante de 3GHz). Ces valeurs ne prennent pas en compte la fibre à retard qui ajoute de la dispersion chromatique. C'est le phénomène que nous allons aborder maintenant.

Effet de la dispersion chromatique

La dispersion chromatique dans les fibres est liée à la dispersion de l'indice du matériau dans lequel se propage l'onde laser. De plus, selon la longueur d'onde, le mode spatial pénètre plus

ou moins dans la gaine de la fibre et l'indice de réfraction effectif dépend aussi de la longueur d'onde. Pour ces deux raisons, les longueurs d'onde du spectre optique se propagent alors à une vitesse légèrement différente les unes par rapport aux autres. Pour une longueur de propagation dans un matériau donné, cela correspond à un déphasage entre les composantes du spectre ; ce déphasage est source de conversion FM-AM.

On peut écrire de manière générique un développement limité de la phase à l'ordre 2 :

$$\varphi(f) = \varphi_0 + \varphi_1 f + \frac{1}{2}\varphi_2 f^2 + o[f^2] \tag{8}$$

Le spectre est alors filtré par la fonction de transfert exp[iφ(f)]. Mais les deux premiers termes φ_0 et φ_1.f n'apportent pas de modulations d'intensité car φ_0 est une constante et φ_1.f correspond à un temps retard dans le domaine temporel. φ_2 est donc le premier terme à apporter de la conversion FM-AM et est le terme de dispersion chromatique.
En introduisant le paramètre de dispersion D exprimée en ps.nm^{-1}.km^{-1} [5], la fonction de transfert H_o liée à la dispersion chromatique dans une fibre de longueur L à la longueur d'onde λ_0 s'écrit alors :

$$H_o(f) = \exp\left[\frac{i}{2}\varphi_2 f^2\right] = \exp\left[-i\pi\frac{\lambda_0^2 D.L}{c}.f^2\right] \tag{9}$$

Un calcul analytique simple (présenté en annexe 1.2), dans le cas où cette fonction de transfert est appliquée à un signal modulé en phase sinusoïdalement (de paramètres m et f_m), donne une expression approchée du taux de modulation temporel :

$$\alpha(L) = 2|\varphi_2(L)|mf_m{}^2 = \frac{4\pi}{c}\lambda_0^2|D|.L.m.f_m{}^2 \tag{10}$$

Le taux de modulation temporel évolue avec f_m^2. Dans le cas du LMJ, la dispersion chromatique n'est gênante que pour la fonction lissage (f_m=14,25GHz).
Des mesures récentes de la valeur de D effectuées dans la fibre PM, de type panda, actuellement utilisée sur la LIL, donnent à 1053nm D = - 42 ± 1 ps.nm^{-1}.km^{-1} [6]. Dans le cas réaliste de 200m de fibre avec la fonction lissage et anti-Brillouin, cela donne les résultats suivants :

$$\alpha_\infty = 41\%; \alpha_{10GHz} = 20\%; \alpha_{3GHz} = 1\%$$

Les dernières mesures effectuées tenant compte de la dispersion chromatique sur une source LIL fait état d'un taux de modulation inférieur à 20% (BP 15GHz) proche de ce qui est attendu par simulation. Il est important de souligner que cette dispersion chromatique peut être aisément compensée (cf. chapitre 3).

2.4 Conversion FM-AM dans le MPA

Après la source, l'impulsion laser se propage en espace libre dans le module pré-amplificateur ou MPA. Le MPA est l'étage de la chaîne où a lieu la mise en forme spatiale du faisceau et où le faisceau est amplifié jusqu'à atteindre environ 1J (quelques nJ en entrée), comme le montre le diagramme fonctionnel de la Figure 2-7.

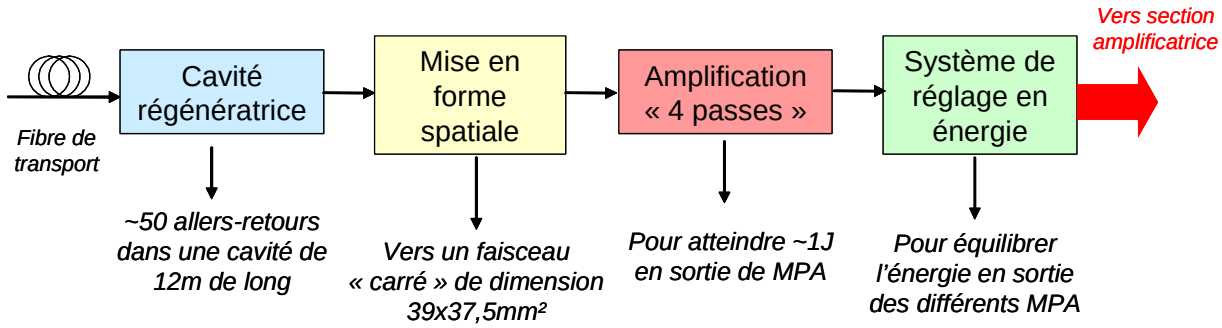

Figure 2-7: Diagramme fonctionnel d'un MPA LMJ

En première approche, la conversion FM-AM qui apparaît au niveau du MPA est due au rétrécissement spectral par le gain [7]. En effet, ne serait-ce que dans la cavité régénératrice, l'impulsion effectue environ 100 passages dans un barreau amplificateur ayant une bande spectrale de gain limitée et légèrement décentrée (sommet de la courbe de gain mesurée à 1053,2nm). Ce léger décentrage a un effet notable dans le cas d'un nombre important de passages. Des mesures de fonction de transfert en intensité d'un MPA ont été effectuées [6]. À partir de ces résultats, la fonction de transfert a été approximée par une gaussienne décentrée de $f_c = -70$GHz et de largeur à mi-hauteur $\Delta f = 380$GHz selon l'expression suivante du filtre optique, H_o :

$$H_o(f) = \exp\left[-2\ln 2\left(\frac{f - f_c}{\Delta f}\right)^2\right] \tag{11}$$

Les simulations numériques associées dans le cas où la fonction anti-Brillouin est activée puis dans le cas où on ajoute la fonction lissage sont données Figure 2-8 :

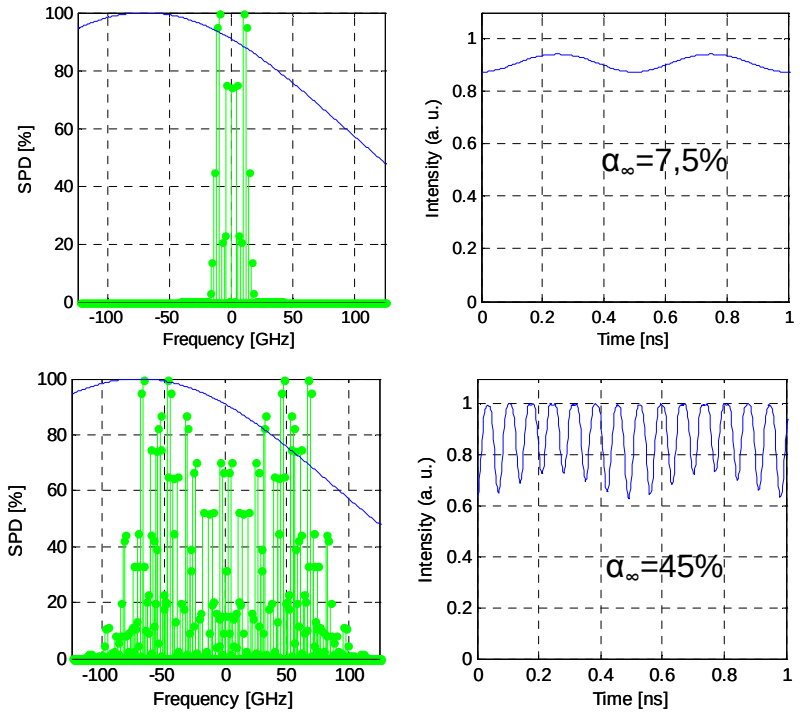

Figure 2-8: Effet du rétrécissement spectral par le gain à partir d'une mesure de fonction de transfert en intensité d'un MPA appliqué à la fonction anti-Brillouin (ligne du haut) et à la fonction anti-Brillouin et lissage (ligne du bas)

On donne les résultats complémentaires suivants dans le cas où les deux modulations sont activées :

$$\alpha_{\infty} = 45\%; \alpha_{10GHz} = 25\%; \alpha_{6GHz} = 12\%; \alpha_{3GHz} = 6\%$$

Cette fonction de transfert en intensité est-elle suffisante pour modéliser l'ensemble de la conversion FM-AM du MPA ? D'après les résultats de mesures effectuées fin 2007, non. En effet, il a été mesuré un taux de modulation en sortie de MPA de 29% dans le cas de la fonction anti-Brillouin seul et de 20% dans le cas où les deux modulations sont activées avec une bande passante de mesure de 6GHz. Même en tenant compte de la contribution de la source, cela ne suffit pas à interpréter de tels niveaux de conversion FM-AM (en particulier pour le 2GHz appliqué seul). La fonction de transfert réelle du MPA est donc plus complexe et il faudrait, pour une modélisation correcte, tenir compte de la fonction de transfert en phase et modéliser plus finement la fonction de transfert en intensité. Beaucoup de raisons peuvent justifier ce raffinement du modèle. En effet, il y a énormément d'optiques traversées dans un MPA (lames d'onde, lentilles, miroirs, etc.) qui peuvent avoir des effets sur le spectre. On cherchera, par exemple, à éviter tout effet de type « Fabry-Pérot » entre les faces des optiques

surtout dans la cavité régénératrice à cause du grand nombre de passages : on dépolit, pour cette raison, le face arrière des miroirs de la cavité régénératrice.

Concernant le LMJ, la modélisation exacte de la conversion FM-AM dans la partie source et MPA n'est pas un objectif en soi. On considère aujourd'hui que le taux de modulation α_{10GHz} doit être inférieur à 20% au niveau de la cible pour limiter les problèmes d'interaction laser-cible. Diverses simulations sous Miró, effectuées au cours de mon travail de thèse, ont montré qu'il fallait contrôler le niveau global de conversion FM-AM dans l'ensemble source + MPA quelle que soit son origine. Ainsi si, en sortie de MPA, le taux de modulation temporel vérifie α_{10GHz}<7%, il a été montré que l'on reste inférieur à 20% de modulations sur cible dans la partie la plus énergétique de l'impulsion[1] [8]. Cet objectif d'atteindre α_{10GHz}<7% en sortie de MPA est en cours de réalisation (cf. Chapitre 3).

2.5 Conversion FM-AM dans la Section Amplificatrice

La section amplificatrice, ou SA, occupe la plus grande partie du bâtiment du Laser MégaJoule. Pourtant, elle apporte un gain d'amplification bien moindre que l'ensemble source + MPA, mais c'est bien sûr le gain le plus difficile à obtenir puisqu'il permet d'atteindre une énergie de 16kJ pour chaque faisceau en sortie !

La section amplificatrice est un système d'amplification « 4 passages » composé de 16 plaques amplificatrices, de trous de filtrage (pour filtrer les hautes fréquences spatiales) et d'un miroir déformable asservi par une correction de surface d'onde (CSO) (pour filtrer les basses fréquences spatiales). La conversion FM-AM a une nouvelle fois pour cause le rétrécissement spectral par le gain. Néanmoins, son impact dans la SA est moindre que dans le MPA, en effet les 16 plaques amplificatrices proviennent de deux fournisseurs différents et ont des courbes de gains légèrement différentes. En particulier, selon le fournisseur, le décentrage par rapport à la longueur d'onde centrale est de signe opposé : en moyenne, la courbe de gain sur l'ensemble des passages apparaît comme centrée et bénéficie d'un effet de plateau comme le montre le schéma de la Figure 2-9. Les déformations spectrales sont alors limitées.

[1] La suffisance de cette spécification concernant les problèmes d'endommagement et d'interaction laser-plasma reste à prouver.

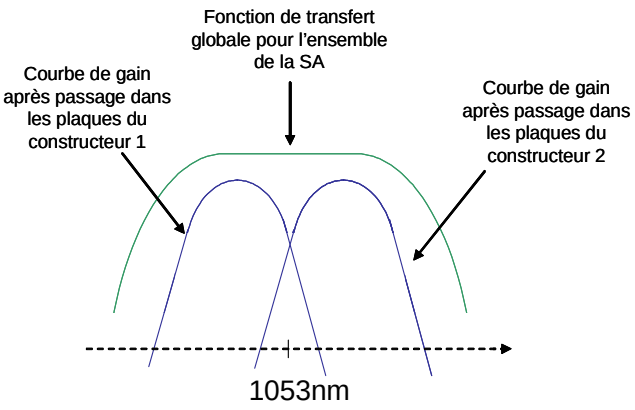

Figure 2-9: Limitation des distorsions spectrales par utilisation de plaques amplificatrices venant de deux constructeurs différents

Les valeurs numériques sont, à partir de maintenant, des résultats de simulations obtenues grâce au code de propagation Miró (cf. annexe 2). On partira de deux formes temporelles différentes en sortie de MPA représentant les basses et les hautes intensités. La différence de forme permet de compenser la déformation due à la saturation du gain dans les plaques amplificatrices dans le cas des hautes intensités. On considère qu'à la sortie du MPA, les formes temporelles sont idéales du point de vue de la conversion FM-AM. Les résultats obtenus en sortie de SA sont donnés Figure 2-10 et les taux de modulation temporels calculés sont faibles, comme on pouvait s'y attendre (α_∞~10%).

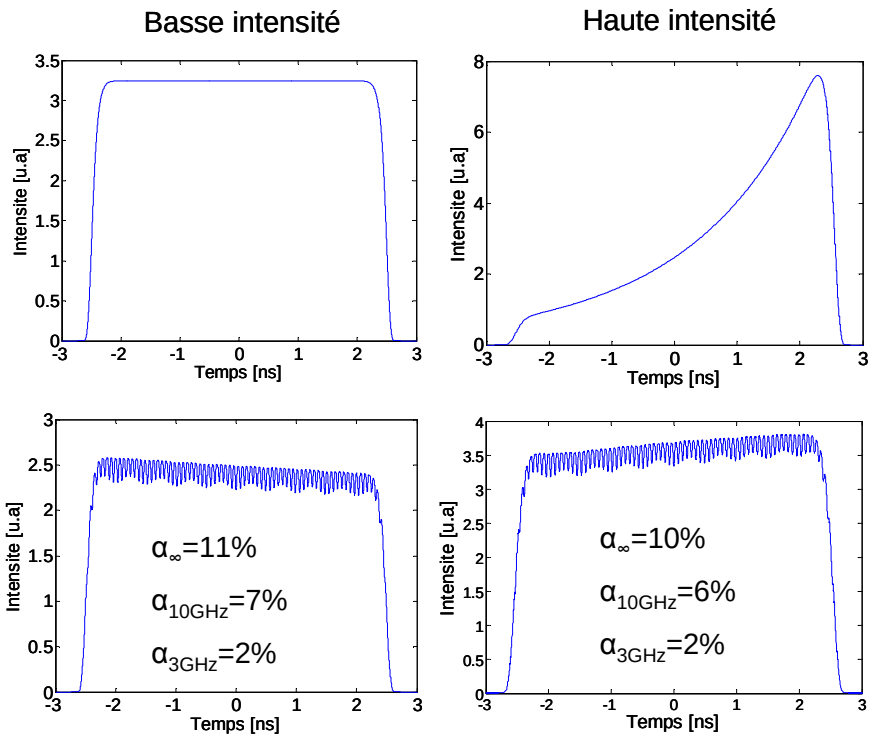

Figure 2-10: Formes temporelles en sortie d'un MPA supposé idéal du point de vue de la conversion FM-AM (ligne du haut) et formes temporelles en sortie de SA

2.6 Conversion FM-AM dans le système de conversion de fréquence

Si jusqu'ici les résultats présentés permettent une vision globale de la conversion FM-AM sur le Laser Mégajoule (leur intérêt étant d'être aussi quantitatifs que possible), la compréhension des phénomènes était déjà bien connue avant mon travail. Ce n'est plus le cas ici et les résultats présentés ci-après sont originaux. Ils ont d'ailleurs fait l'objet de différentes publications [11, 12].

Après la section amplificatrice, le faisceau infrarouge (IR @1053nm ou 1ω) est transporté jusqu'au système de conversion de fréquence et de focalisation (SCF) pour être converti dans l'ultraviolet (UV @351nm ou 3ω) grâce à deux cristaux de KDP et DKDP comme présenté Figure 2-11. Chaque faisceau doit délivrer 7,5kJ dans l'UV ainsi le rendement de conversion doit être aussi bon que possible (~80% à intensité maximum, ce qui correspond à un rendement d'environ 50% en énergie). Le spectre de la modulation de phase de la fonction lissage est plus large que l'acceptance spectrale du système de conversion de fréquence, limitant le rendement de conversion. Le réseau plan qui a été ajouté avant les cristaux permet d'améliorer ce rendement : il disperse angulairement les fréquences du spectre de la modulation de phase pour compenser en grande partie le désaccord de phase dans les cristaux [9, 10]. Ce réseau sert cependant avant tout à créer une chicane optique juste avant la cible ce qui permet aux optiques de ne pas être directement exposées aux neutrons créés par la fusion de la cible (hormis le réseau 3ω et le hublot de la chambre d'expérience). Le dernier élément du SCF est un réseau focalisant qui permet la focalisation du faisceau sur la cible et de séparer le faisceau à 3ω des faisceaux résiduels à 1ω et 2ω.

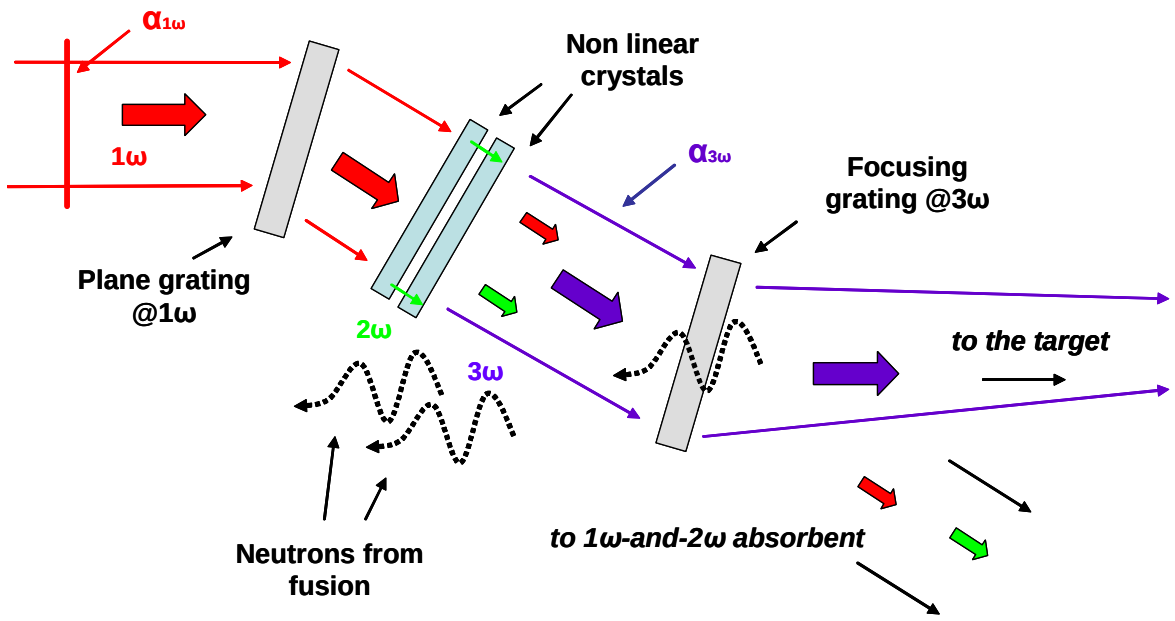

Figure 2-11: Schéma descriptif du SCF sur le LMJ

Dans la suite de ce paragraphe, nous étudions l'impact de la conversion FM-AM induit par les cristaux non linéaires, puis celui induit par le réseau plan. On regarde ensuite la combinaison des effets et enfin nous étudions l'influence du réseau focalisant sur les modulations d'intensité [11,12].

Effet des cristaux convertisseur de fréquence

La conversion FM-AM due à la conversion de fréquence a deux origines : l'amplification des modulations d'intensité déjà existantes à 1ω et le désaccord de phase dans les cristaux qui modifie le spectre comme une fonction de transfert.

L'amplification des modulations d'intensité issues des précédentes étapes de propagation est une conséquence directe de la non linéarité de la conversion de fréquence. Pour bien comprendre ce phénomène, considérons l'exemple du triplement de fréquence (THG) à basse intensité où il y aurait un accord de phase parfait sur l'ensemble du spectre de l'impulsion. L'intensité après conversion de fréquence $I_{3\omega}$ est alors liée à l'intensité incidente $I_{1\omega}$ et $I_{3\omega} \propto I_{1\omega}^{\beta}$ où β est constant et égal à 3 dans le cas de très basses intensités incidentes [13]. Si on considère de petite variations d'intensité à 1ω représentant la modulation d'intensité, on a $I_{1\omega} = I_{1\omega}^{0}(1+\varepsilon)$ et donc $I_{3\omega} \propto (I_{1\omega}^{0})^{\beta}(1+\varepsilon)^{\beta} \approx I_{3\omega}^{0}(1+\beta\varepsilon)$ qui peut alors s'identifier comme la modulation d'intensité à 3ω. En termes de taux de modulation temporel, on a alors :

$$\alpha_{3\omega} = \beta\alpha_{1\omega} \tag{12}$$

Les modulations d'intensité sont donc amplifiées par un coefficient lié à la non linéarité de la conversion de fréquence.

Dans le cas général où l'intensité peut être grande, on a β<3 à cause de la saturation de la conversion de fréquence. Nous avons déterminé la loi $\beta(I_{1\omega})$, avec le code Miró, en utilisant le schéma du système de conversion de fréquence du LMJ et nous avons établi la loi d'évolution suivante [14] :

$$\beta(I_{1\omega}) = \frac{3}{1+1.02.I_{1\omega}^{\ 0.23}} \tag{13}$$

avec $I_{1\omega}$ exprimé en GW/cm².

Une étude complémentaire lors de l'encadrement du stage de G. Lacroix [15] a montré que la relation (12) avait des limites. En effet, en traçant grâce au logiciel Miró le rapport $\frac{\alpha_{3\omega}}{\alpha_{1\omega}}$ en fonction de $I_{1\omega}$, on constate que celui-ci diffère sensiblement de β à basse et haute intensité. Cela s'explique simplement par les variations instantanées de β au cours du temps. Il est possible d'exprimer analytiquement les différents termes correctifs en fonction de β. L'intérêt pour notre propos est limité et nous ne faisons que signaler cette différence de comportement résumé dans la Figure 2-12.

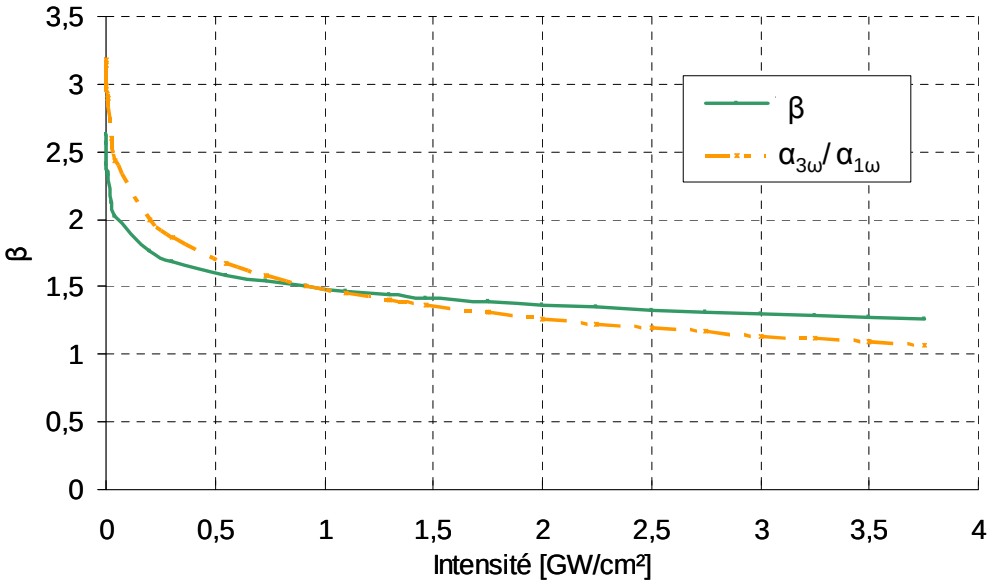

Figure 2-12 : Évolution de β avec l'intensité et lien avec l'amplification des modulations d'intensité par conversion de fréquence

La seconde origine de la conversion FM-AM est la distorsion du spectre optique à cause du désaccord de phase dans les cristaux. L'acceptance spectrale des cristaux convertisseurs de fréquence est limitée par la différence de vitesse de groupe, ce qui génère des modulations d'intensité. Le désaccord de phase empêche d'atteindre de très bons niveaux de conversion de fréquence et c'est pourquoi la largeur du spectre optique de la fonction lissage est limitée (cf. chapitre 5). Cependant, même avec un spectre relativement étroit (~200GHz à 1ω), les fréquences du spectre optique ne sont pas parfaitement converties, hormis la fréquence centrale.

J'ai modélisé ce phénomène comme une fonction linéaire centrée à la fréquence 3ω qui filtre le spectre théorique « idéal » que l'on aurait obtenu avec un accord de phase parfait pour l'ensemble des fréquences du spectre. Pour cela, partons de l'équation donnant l'expression du champ à 3ω en fonction de l'onde à 1 et 2ω dans l'hypothèse d'une impulsion très basse intensité [13] :

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{8\pi i d \omega_3^{\ 2}}{k_3 c^2} A_1 A_2 e^{i\Delta k z} \tag{14}$$

où A_1 (resp. A_2 et A_3) est l'amplitude du champ électrique de l'onde à 1ω (resp. 2ω et 3ω), d le coefficient de couplage effectif du cristal, ω_3 (resp. k_3) la pulsation de l'onde à 3ω (resp. la norme de son vecteur d'onde) et Δk le désaccord de phase entre les ondes.

Dans le cas où $\Delta k \neq 0$, on intègre l'équation précédente sur l'épaisseur du cristal de longueur L :

$$A_3(\Delta k) = \frac{A_{3\max}}{L} \frac{e^{i\Delta k L} - 1}{i\Delta k} = A_{3\max} e^{i\frac{\Delta k L}{2}} Sinc\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \tag{15}$$

où $A_{3\max}$ est l'amplitude de l'onde à 3ω dans le cas de l'accord de phase (Δk =0) défini par :

$$A_{3\max} = A_3(L) = \frac{8\pi i d \omega_3^{\ 2}}{k_3 c^2} A_1 A_2 L \tag{16}$$

En considérant qu'au premier ordre, le désaccord de phase est proportionnel à l'écart de la fréquence par rapport à la fréquence d'accord de phase (i.e. $\Delta k = \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial f}\right)_{3\omega} (f - f_c)$), le désaccord de phase de la conversion de fréquence se présente comme une fonction de transfert linéaire du spectre optique à 3ω.

Le terme exponentiel de l'équation (15) est un terme de temps retard et ne crée pas de modulation d'intensité. Seul le second terme est donc cause de conversion FM-AM et on reconnaît l'expression de l'acceptance spectrale de la conversion de fréquence dans le cas basse intensité. On peut alors écrire la fonction de transfert effective d'un cristal tripleur de fréquence, H_c :

$$H_c(f) = Sinc(\gamma(f - f_c)) \approx 1 - \frac{\gamma^2}{6}(f - f_c)^2 \tag{17}$$

où f_c est la fréquence d'accord de phase et l'acceptance spectrale est donné par $\gamma = \frac{L}{2}\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial f}\right)_{3\omega}$.

Le développement à l'ordre 2 de l'expression (17) permet de donner une expression analytique approchée du taux de modulation temporel pour une modulation de phase sinusoïdale (cf. annexe 1.2). Lors du triplement de fréquence, la phase est « triplée » (voir équation (14)) et donc la profondeur de modulation, m, d'une modulation de phase sinusoïdale à 1ω vaut 3m à 3ω. En notant α_c le taux de modulation temporel induit par H_c, on a :

$$\alpha_c = \frac{\frac{\gamma^2}{3}(f_c + 3mf_m)^2}{1 - \frac{\gamma^2}{6}(f_c + 3mf_m)^2} \tag{18}$$

Nous allons montrer maintenant que ce résultat est toujours valide dans des cas moins restrictifs que l'utilisation d'un cristal tripleur à basse intensité et en particulier peut être utilisé dans le cadre du SCF du LMJ. En effet, l'utilisation de hautes intensités incidentes et d'un réseau plan disperseur ne modifie principalement que la valeur de γ, l'acceptance spectrale [9]. Dans le cas du LMJ, γ ne peut pas être facilement déterminé et nous choisissons de l'estimer par simulation numérique. Les résultats (obtenus avec Miró) de la Figure 2-13 (a) donne la courbe d'acceptance spectrale pour une intensité incidente de 2GW/cm² dans la configuration du LMJ avec réseau plan en amont des cristaux. Nous avons déterminé les valeurs des paramètres γ et f_c de l'expression (17) par ajustement numérique. Pour vérifier si la formule analytique (18) est une bonne approximation, nous avons tracé sur la Figure 2-13 (b) α_c en fonction de $m.f_m$.

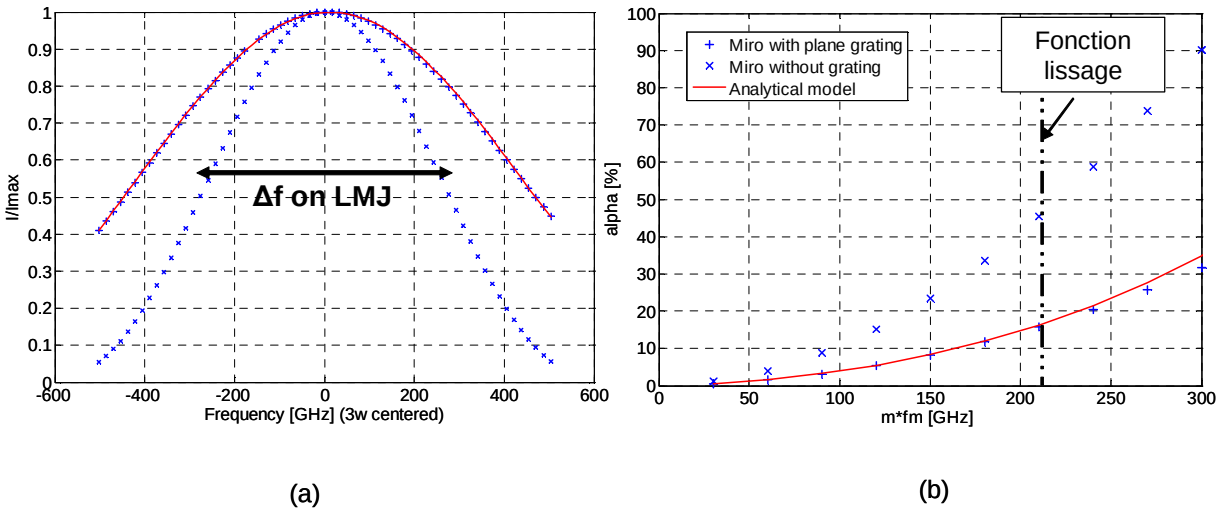

Figure 2-13: (a)Acceptance spectrale pour le système de doublement et triplement de fréquence du LMJ à 2GW/cm² : la courbe " x" correspond au cas sans réseau plan en amont, la courbe " +" correspond au cas en présence du réseau plan (cas LMJ) – (b) Taux de modulation temporel correspondant au filtrage d'une modulation de phase sinusoïdale par la fonction de transfert de l'acceptance spectrale. Les courbes rouges correspondent à l'ajustement numérique et aux résultats prévus par l'équation (18)

On voit que les simulations numériques avec Miró du système complet de conversion de fréquence du LMJ (cristaux doubleur-tripleur et réseau plan en amont) sont en très bon accord avec le modèle analytique proposé.

L'acceptance spectrale est une fonction de l'intensité incidente. Plus l'intensité augmente, plus l'acceptance spectrale diminue (γ augmente) et donc plus il y a de conversion FM-AM. Les résultats de l'évolution de l'acceptance spectrale, γ, avec l'intensité sont donnés Figure 2-14 :

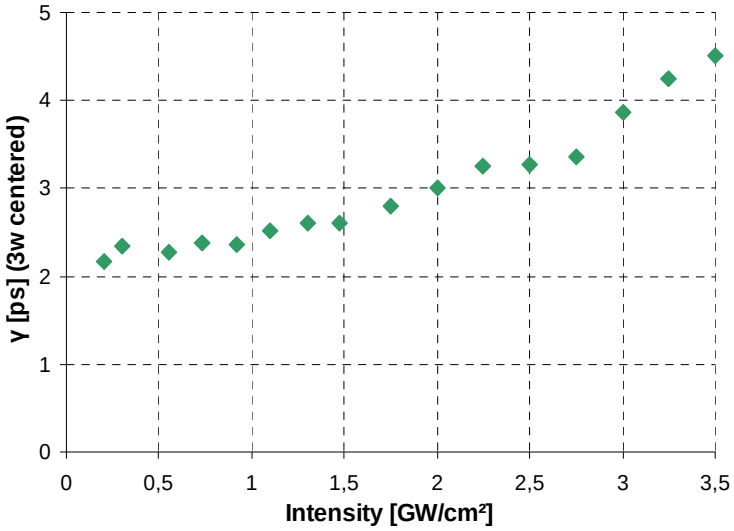

Figure 2-14: Évolution de l'acceptance spectrale du SCF en fonction de l'intensité incidente

Pour I=2GW/cm², quand la fonction lissage est activée, dans la configuration LMJ, on a α_c=17%. Dans le cas où les deux fonctions, lissage et anti-Brillouin, sont activées, on a α_c=24%[1].

Sans le réseau plan en amont des cristaux de KDP, l'acceptance spectrale est fortement réduite. Le spectre est plus sévèrement filtré et dans le cas de la fonction lissage activée seule, on a alors α_c=47%. Si les deux fonctions lissage et anti-Brillouin sont activées, on a α_c=66%. De plus, pour la même raison, une telle configuration donne un rendement de conversion de fréquence moindre. L'amélioration apportée par le réseau plan est donc importante. Néanmoins, nous allons voir dans le paragraphe suivant que ce même réseau n'est pas sans impact du point de vue de la conversion FM-AM.

Effet de la dispersion angulaire d'un réseau plan

Après le réseau plan, la dispersion spatiale des fréquences du spectre optique convertit la modulation de phase en modulation d'intensité. En effet, chaque fréquence suit un trajet propre et la phase accumulée est donc différente d'une longueur d'onde à l'autre. La dispersion angulaire du réseau peut donc alors être traitée comme une fonction de filtrage en phase.

De la même manière que pour la dispersion chromatique dans les fibres, nous écrivons le développement de la phase en fonction de la fréquence :

$$\varphi(f) = \varphi_0 + \varphi_1 f + \frac{1}{2}\varphi_2 f^2 + o[f^2] \tag{19}$$

Et pour les mêmes raisons que dans le cas de la dispersion chromatique, le premier terme à apporter des distorsions temporelles est dû à φ_2.

La dépendance en fréquence de la phase et l'expression des φ_n en fonction des paramètres du réseau plan est quelque chose de connu. Ce sont des expressions que l'on retrouve par exemple dans le dimensionnement des compresseurs/étireurs pour les impulsions ultracourtes [16]. Le calcul des φ_n est donné en annexe 1.3 et en particulier, on a :

[1] Le cas de plusieurs modulations de phase sinusoïdales n'entre pas dans le cadre de la formule (18), néanmoins le spectre bien que plus complexe est toujours filtré par la fonction de transfert (17). Les résultats numériques obtenus, soit directement sous Miró, soit en utilisant Matlab (17) restent en accord.

$$\varphi_2 = -\frac{2\pi c N^2 x}{f_0^{\,3}\cos^2(\theta_0)} \tag{20}$$

où N est la densité de traits du réseau, f_0 la fréquence centrale d'éclairement, θ_0 l'angle d'incidence sur le réseau et x la distance de propagation après le réseau.

La fonction de transfert, H_d, traduisant la propagation après un réseau plan s'écrit alors :

$$H_d(f) = \exp\left[\frac{i}{2}\varphi_2 f^2\right] = \exp\left[-\frac{i\pi c N^2 x}{f_0^{\,3}\cos^2(\theta_0)}.f^2\right] \tag{21}$$

On en déduit alors (voir annexe 1.2), pour une modulation de phase sinusoïdale, une expression analytique du taux de modulation temporel approché α_d :

$$\alpha_d(x) = 2\left|\varphi_2(x)\right| m f_m^{\,2} = \frac{4\pi c N^2}{f_0^{\,3}\cos^2(\theta_0)} m f_m^{\,2} x \tag{22}$$

Sur le LMJ, on a $\theta_0 = 25°$, $\lambda_0 = 1053$nm, N = 802.7mm^{-1}. En considérant la modulation de phase de la fonction lissage[1], le taux de modulation temporel évolue alors proportionnellement à la distance de propagation, x, avec un coefficient de 13%.m^{-1}.

Ce modèle est valide pour la propagation entre le réseau plan et les cristaux convertisseur de fréquences. Après les cristaux, la dispersion angulaire existe toujours mais s'effectue dans l'UV à 3ω. Il convient donc d'adapter le modèle pour une propagation après conversion de fréquence.

La dispersion angulaire n'étant pas affectée par la conversion de fréquence, la loi des réseaux reste valide et on imagine un réseau plan à 3ω donnant la même dispersion. La loi des réseaux s'écrit [13] :

$$\sin(\theta) + \sin(\theta') = N.\lambda = cte \tag{23}$$

Le passage 1ω-3ω fait que f devient 3f, λ devient λ /3 et donc que N devient 3N. En notant $H_{d,3\omega}$, la fonction de transfert issue de (21) interprétée à 3ω, on a alors :

[1] La dépendance en f_m^2 de α_d nous dit que l'ajout de la modulation anti-Brillouin (f_m=2GHz) a un effet négligeable comparé à la seule fonction lissage (f_m=14,25GHz)

$$H_{d,3\omega}(f) = \exp\left[-\frac{i\pi c N^2 x}{3 f_0^{\,3}\cos^2(\theta_0)}.f^2\right] = \exp\left[\frac{i}{2}\frac{\varphi_2}{3}f^2\right] \tag{24}$$

Ainsi le taux de modulation temporel $\alpha_{d,3\omega}$ pour une distance de propagation x à 3ω (la profondeur de modulation de phase est donc 3m au lieu de m) vaut :

$$\alpha_{d,3\omega}(x) = 2\left|\frac{\varphi_2(x)}{3}\right| 3m f_m^{\,2} = \frac{4\pi c N^2}{f_0^{\,3}\cos^2(\theta_0)} m f_m^{\,2} x \tag{25}$$

Le taux de modulation temporel induit par la dispersion du réseau plan évolue donc de la même manière à 1 et 3ω (13%.m^{-1}). Si on considère le cas du LMJ, la propagation après le réseau plan est de D=2m (position du réseau focalisant). Les cristaux se trouvent entre les deux réseaux à une distance, l, comprise entre 0,5 et 0,8m selon les faisceaux considérés. On a donc, si on ne considère que l'effet du réseau, $\alpha_{d,\,tot}$, le taux de modulation temporel induit par la propagation entre les réseaux :

$$\alpha_{d,tot} = \beta.\alpha_d(l) + \alpha_{d,3\omega}(D-l) \tag{26}$$

Nous n'avons pas omis de prendre en compte l'amplification des modulations à 1ω par les cristaux et sachant que β est compris entre 1 et 3 et que l vaut entre 0,5 et 0,8m, on a pour le LMJ dans les cas extrêmes :

$$\underset{(\beta=1,l=0,5m)}{26\%} < \alpha_{d,tot} < \underset{(\beta=3,l=0,8m)}{47\%}$$

Effet combiné de la dispersion des réseaux et de la conversion de fréquence

Après avoir étudié séparément l'effet de l'acceptance spectrale des cristaux et de la propagation entre les réseaux, nous considérons maintenant la conversion FM-AM pour les deux effets simultanément.

Les deux fonctions de transfert représentant ces deux effets mènent à des modulations d'intensité ayant des spectres AM différents composés de multiples fréquences comme le montre les résultats des simulations de l'équation (17) et (21) avec Matlab dans le cas où on applique la fonction lissage seule (cf. Figure 2-15).

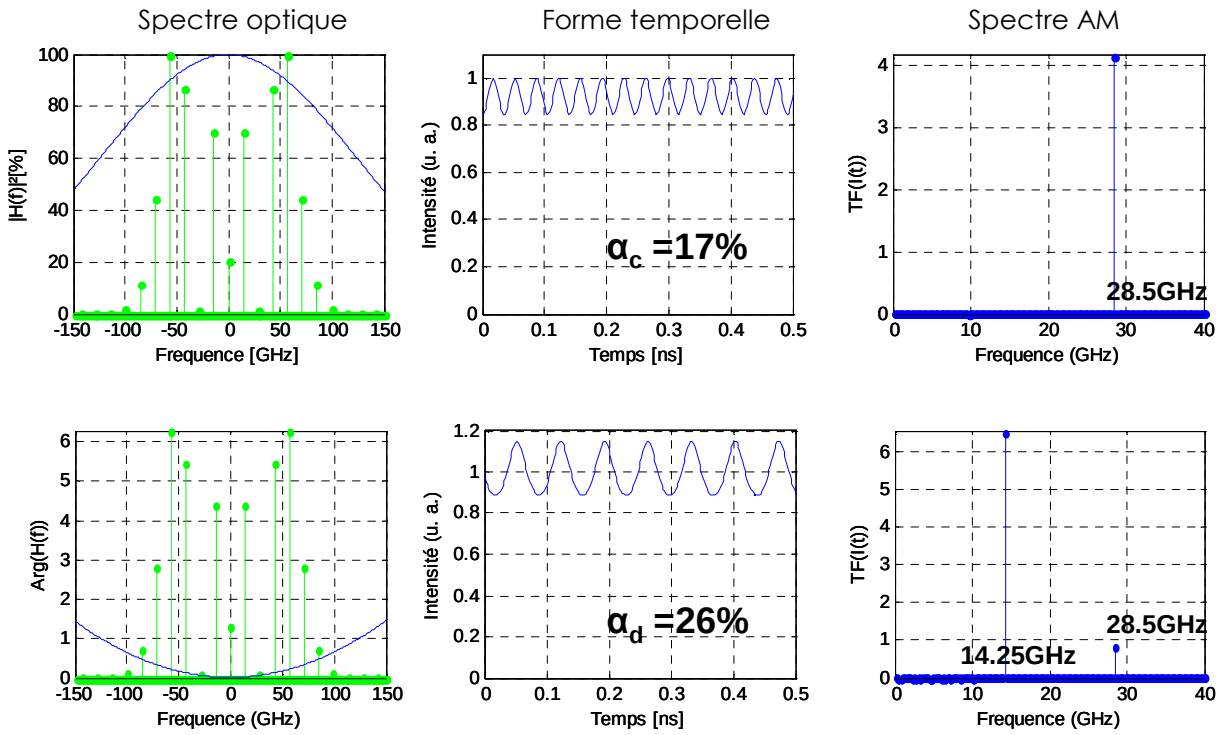

Figure 2-15: Les spectres AM des fonctions de transfert des cristaux (ligne du haut, cas LMJ 2GW/cm²) et des réseaux (ligne du bas propagation de 2m) sont indépendants (pas de relations de phase) et composés de fréquences différentes.

On considère alors ces deux sources de conversion FM-AM comme deux bruits indépendants au sens du traitement du signal. On estime donc que le taux de modulation temporel pour l'ensemble des effets est la racine carrée des contributions. En notant α_{CP} ce taux de modulation temporel en champ proche après une distance de propagation D après le réseau plan, on a :

$$\alpha_{CP}(D) = \sqrt{\alpha_c^2 + \alpha_{d,tot}^2(D)} \tag{27}$$

Nous avons tracé l'équation (27) en Figure 2-16 et comparé avec les simulations Miró correspondantes dans le cas de la configuration du LMJ pour une impulsion d'intensité incidente 2GW/cm² avec la modulation du lissage avec des cristaux positionnés à l=0,5m.

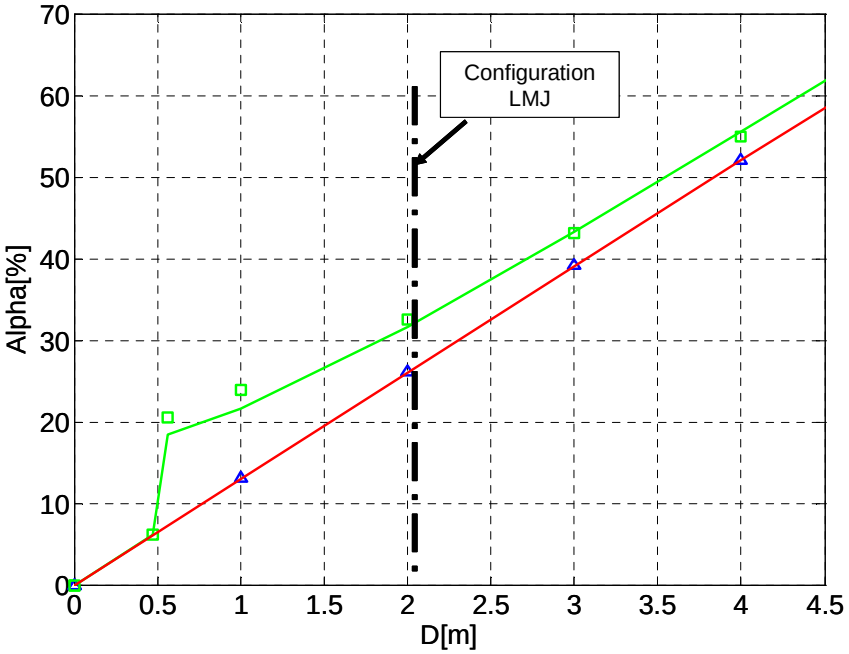

Figure 2-16: Effet de la propagation entre les réseaux dans le SCF - Courbe rouge: modèle analytique en l'absence des cristaux - Triangles bleus: Résultats avec Miró - Courbe verte : Modèle analytique complet (equation (28)) à comparer avec les carrés vert qui sont donnés par la simulation complète du SCF sous Miró. On constate que pour de grandes longueurs de propagation l'effet des cristaux devient négligeable.

Le modèle analytique de l'équation (27) donnant le comportement complet du SCF avant réseau focalisant est en accord avec les simulations numériques. Cette compréhension des phénomènes en jeu sera reprise dans le chapitre 3.

Après s'être félicité modestement de la qualité de notre modélisation, reprenons nos esprits et le cas concret du LMJ. Quand la fonction lissage est activée, on a α_{CP}=34% pour une impulsion d'intensité 2GW/cm². Dans le cas où les deux fonctions lissage et anti-Brillouin sont activées, on a α_{CP}=39%[1]. Ces valeurs de taux de modulation temporel sont élevées et même inacceptables pour une bonne fusion de la cible. Mais la cible est dans le plan focal du réseau focalisant, dernier élément du SCF. Dans le paragraphe suivant, nous étudions la contribution du réseau focalisant sur les modulations d'intensités.

[1] Cette valeur de 39% comparée au cas où il n'y a pas de réseau en amont (66%) nous montre qu'en terme de conversion FM-AM, la présence du réseau semble bénéfique. Néanmoins, on notera que cette valeur est donnée pour une intensité donnée et sans bande passante de mesure : pour la partie 1ω, l'amplification des modulations est plus forte à basse intensité et le spectre AM de l'effet des réseaux démarre à des fréquences 2 fois plus basses que celui traduisant l'acceptance spectrale des cristaux.

Réduction des modulations d'intensité grâce au réseau focalisant

On rappelle que la tache focale utilisée pour la fusion dans les lasers de puissance doit avoir une forme précise et être fortement homogène spatialement. Pour cela, on utilise une lame de phase qui par diffraction « sculpte » la forme de la tache focale désirée. En contrepartie, cela génère des grains de tavelures (ou de speckle). Pour retrouver une bonne homogénéité spatiale, on lisse ces grains de speckle en utilisant un système dispersif (i.e. un réseau) combiné à un élargissement spectral (i.e. une modulation de phase), ce qui permet un moyennage spatial de l'intensité [3].

Il existe deux techniques de lissage optique utilisées sur les lasers de puissance. Sur le LMJ, on utilise le lissage par dispersion spectral longitudinal (LDSL ou SSD longitudinal) ; une autre configuration classique est le lissage par dispersion spectrale transverse (LDST ou SSD transverse). Les deux configurations utilisent un réseau : plan ou focalisant comme présenté Figure 2-17. Les réseaux sont des systèmes interférentiels qui privilégient une direction pour la surface équiphase (surface perpendiculaire à la direction de propagation), qui est différente de la surface isointensité comme montré Figure 2-17. Le temps retard ΔT qui caractérise le lissage (cf. paragraphe 1.2.3 du chapitre 1) correspond au retard maximal entre ces deux surfaces. On introduit dans ce paragraphe la notion de temps retard « partiel », δT(x,y), qui dépend de la localisation spatiale sur le faisceau. On a alors par définition : $\Delta T = \max_{x,y}\left(\delta T(x,y)\right)$

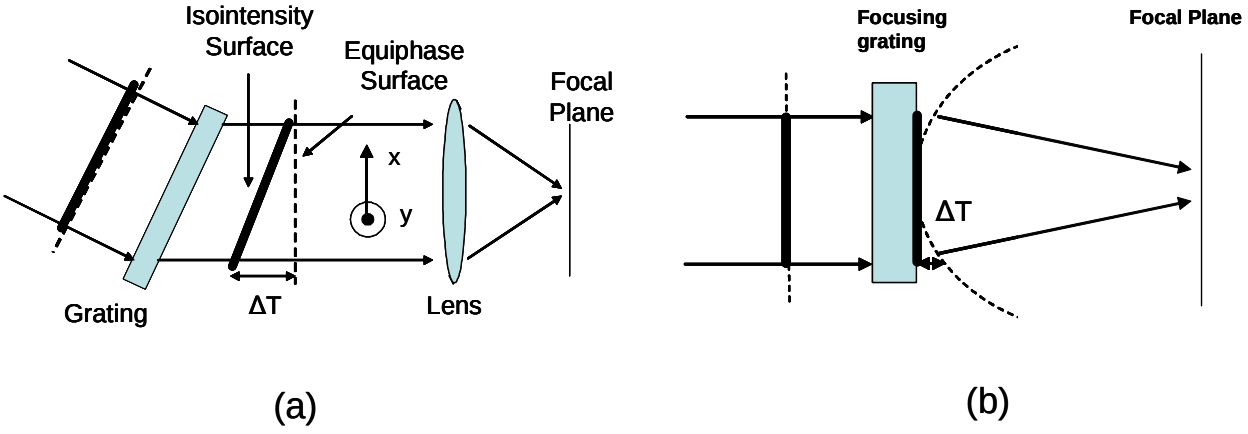

Figure 2-17: Schéma simple du SSD transverse (a) et du SSD longitudinal (b, configuration LMJ). Dans les deux cas, il y a une intégration en intensité due au temps retard ΔT. Ainsi les modulations d'intensité sont réduites dans le plan focal

Pour comprendre comment sont réduites les modulations d'intensité sur cible, considérons tout d'abord le cas du lissage SSD transverse. Le réseau plan génère un temps retard

dépendant de x. Ensuite, la lentille agit simplement comme un intégrateur dans le plan focal [17]. En effet, la lentille propage la surface équiphase jusqu'au plan focal sans introduire de temps retard significatif supplémentaire [18]. On peut donc en déduire que la puissance intégrée dans le plan focal (i.e. puissance intégrée du champ lointain) est la même à un instant ultérieur que la puissance intégrée sur la surface équiphase avant la lentille (i.e. puissance intégrée du champ proche). Ainsi si une impulsion est modulée par de la conversion FM-AM, les modulations d'intensité sont réduites par cette intégration spatiale qui devient une intégration temporelle par l'intermédiaire du temps retard.
Bien que plus complexe, le phénomène est le même sur le lissage SSD longitudinal utilisé sur le LMJ : le réseau focalisant génère simultanément le temps retard et la fonction de focalisation qui permet un moyennage temporel en champ lointain.

Utilisant cette idée qui a déjà été remarqué dans le cas du SSD transverse [17], on démontre que cette sommation peut s'interpréter comme un filtre linéaire de l'intensité (ou encore filtre « électrique »). En effet, après un réseau, la puissance en champ lointain, P_{CL}, est liée à l'intensité du champ proche, I_{CP} par la relation générale suivante :

$$P_{CL}(t + t_{propagation}) = \iint_{Champ\ proche} I_{CP}(t - \delta t(x, y))dxdy \tag{28}$$

où $t_{propagation}$ est le temps de propagation entre le réseau et la cible, δt est le temps retard partiel dépendant de la position sur le faisceau et de la configuration utilisée (cf. paragraphe 1.2.3 et [12]). L'équation (28) est l'expression générale de la transformation linéaire (en temps) qui relie champ proche et champ lointain : le spectre AM est donc filtré linéairement.
On peut établir une expression analytique plus simple de la fonction de transfert issue de l'équation (28) dans le cas du SSD transverse pour un faisceau rectangulaire que l'on considère uniforme sur son plateau (« flat-top »). Pour un réseau plan, le temps retard partiel est donné par $\delta t(x) = \frac{x}{h}\Delta T$ où h est la longueur du réseau plan éclairé et ΔT est le temps retard maximum. L'expression (28) étant linéaire, on calcule la fonction de transfert en considérant un signal modulé en intensité à une fréquence f_{AM} et on écrit l'intensité en champ proche avant le réseau sous la forme $I_{CP}(t) = 1 + \sin(2\pi f_{AM} t)$. Cela permet d'aboutir à l'expression suivante de la puissance intégrée en champ lointain :

$$P_{CL}(t) = S(1 + Sinc(\pi f_{AM}\Delta T).\sin(2\pi f_{AM}(t - \frac{\Delta T}{2})) \quad (29)$$

où S est la surface du faisceau « flat-top » à intensité non nulle.

La transformation étant linéaire, on reconnaît donc dans le facteur d'atténuation l'expression du filtre électrique du spectre AM, $H_{e,LDST}$[1] :

$$H_{e,LDST}(f) = Sinc(\pi\Delta T f) \quad (30)$$

Dans tous les autres cas, incluant celui du LMJ, nous donnons des résultats numériques que nous obtenons grâce à Miró ou par le calcul de l'expression (28) par l'intermédiaire de Matlab. Ce calcul est défini par le type de réseau utilisé, le temps retard et l'expression de l'intensité du champ proche (si le faisceau est « flat-top », on n'a donc besoin de connaître que la géométrie de l'éclairement). La Figure 2-18 présente d'ailleurs la fonction de transfert simulée pour la configuration du LMJ : les points de mesures issues de Miró sont en parfait accord avec le calcul obtenu sous Matlab.

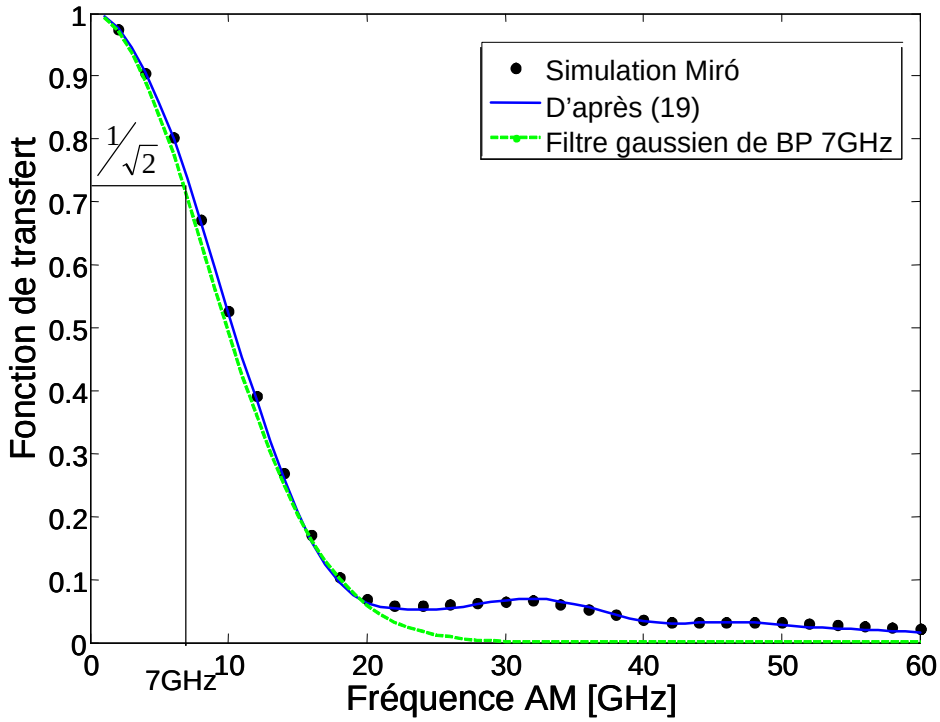

Figure 2-18: Fonction de transfert du spectre AM par focalisation sur cible sur le LMJ: Comparaison entre simulation Miró et modèle donné par l'équation (28). On a ajouté un filtre gaussien passe bas de bande passante 7GHz à titre de comparaison.

[1] La fonction de transfert a aussi un terme de phase donné par le terme en sinus dans l'expression (29) mais celui-ci est clairement un temps retard et n'a donc aucune influence.

Ce filtre est équivalent dans la bande 0-20GHz à un filtre gaussien passe-bas à 7GHz et filtre fortement les modulations d'intensité de la conversion FM-AM du LMJ. Pour illustrer ce résultat, on reprend la simulation des deux impulsions basse et haute intensité que nous avions étudiée dans le paragraphe concernant la section amplificatrice (cf. Figure 2-10) et on poursuit la simulation de la propagation avec Miró à travers le SCF jusqu'au réseau focalisant. L'effet du filtrage des modulations d'intensité apparaît clairement sur les taux de modulation obtenus à haute bande passante sur cible (cf Figure 2-19).

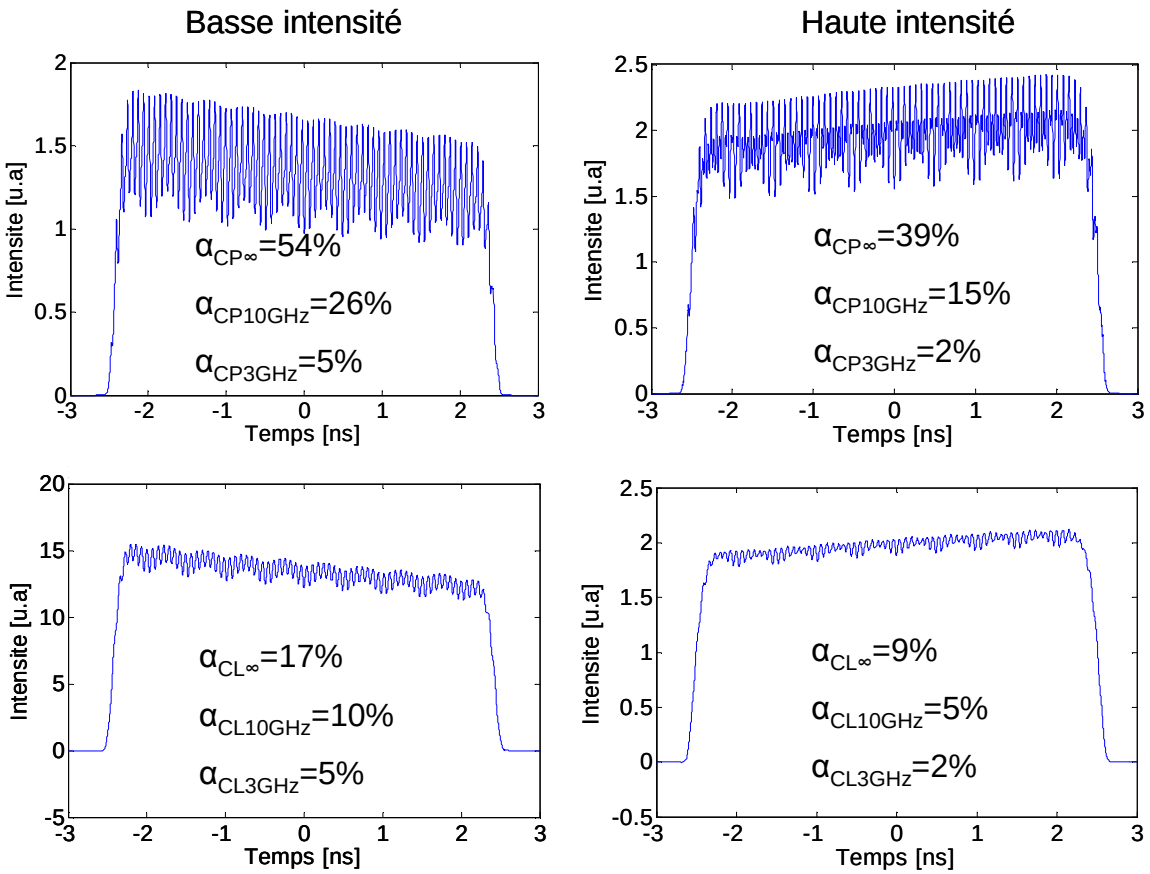

Figure 2-19: Formes temporelles au niveau du réseau focalisant "champ proche ou CP" (ligne du haut) et sur cible "champ lointain ou CL" (ligne du bas)

Sur cible, pour des impulsions supposées parfaites en sortie de MPA, les taux de modulation sur cible sont faibles et inférieurs à 20% quelle que soit l'intensité. **Ces valeurs sont admissibles et ne devrait pas gêner l'interaction laser-cible.**

On insistera sur le fait que cette étude de la puissance en champ lointain peut être ambiguë : les modulations d'intensité sont obtenues par une intégration sur l'ensemble de la tache focale. Mais sans intégration, la notion de modulation d'intensité n'a plus de sens au niveau

de la tache focale. En effet, le principe même du lissage fait que nous avons à un endroit donné un grain de speckle qui bouge rapidement : localement, le taux de modulation temporel sur cible vaut 200% ! Pour discriminer les deux cas, nous avons effectué des simulations supplémentaires avec Miró et nous avons constaté qu'une intégration sur un nombre restreint de grains de speckle représentant une surface de 100µm x 100µm (~100 grains de 10µm x 10µm) donnait le même effet de filtrage que l'intégration sur l'ensemble de la tache focale.
Du point de vue de **l'interaction laser-plasma**, la question des modulations d'intensité reste entière : les phénomènes ne sont-ils pas tellement locaux que le fait d'avoir un déplacement des grains de speckle ne suffit-il pas pour limiter les instabilités Brillouin et Raman ? **La notion de surintensité spatiale est peut-être suffisante** (et se rapporte alors à la problématique du lissage optique). La question a été posée à des physiciens des plasmas et n'a pas encore eu de réponse.

On notera enfin que du point de vue de **l'endommagement des optiques**, celles-ci ne bénéficient pas de l'effet de filtrage par la focalisation et **il faut donc tenir compte des valeurs de taux de modulation temporelles en champ proche qui sont beaucoup plus élevées**.

2.7 Quelles voies d'amélioration?

Dans ce chapitre, nous avons fait « l'état des lieux » sur un problème spécifique aux lasers de puissance et qui est une conséquence directe de l'utilisation des modulations de phase : les modulations d'intensité générées par conversion FM-AM. Nous avons présenté le formalisme utilisé et souligné qu'il était important de connaître les fréquences des modulations d'intensité puisque, selon les cas, elles peuvent être gênantes et non mesurées !
Cette seconde possibilité justifie à elle seule la démarche de ce chapitre qui a permis d'identifier les sources de conversion FM-AM dans les chaînes laser de puissance de type LMJ et de quantifier par des expressions analytiques et simulations numériques leur impact quelle que soit la bande passante. Jusqu'à présent, l'étude de la conversion FM-AM avait été faite essentiellement dans la source et les modules pré-amplificateurs, puisqu'en terme de taux de modulation temporel, ils étaient un peu « l'arbre qui cache la forêt ». Mais les progrès techniques sur ces deux éléments sont importants et on considère maintenant qu'ils ne sont plus gênants. Le principal contributeur de conversion FM-AM est aujourd'hui le système de

conversion de fréquence. Seule la modélisation nous donne actuellement des valeurs numériques. On peut toutefois se demander si les taux de modulation temporels vont être problématiques ou non (La question étant posée aux spécialistes de l'interaction laser-matière, laser-plasma et laser-cible.)

Néanmoins, la conversion FM-AM est un phénomène parasite et il convient donc de la réduire. Et ce fut, après avoir quantifier le problème, un des principaux objectifs de mon travail de thèse. Pour cela, il existe trois solutions :

- réduire les déformations spectrales
- égaliser les fonctions de transfert en faisant subir au signal la fonction de transfert inverse
- modifier la modulation de phase afin de réduire la conversion FM-AM tout en conservant les fonctions lissage et anti-Brillouin

La réduction des déformations spectrales n'est désormais plus envisageable. Cela équivaudrait à changer les optiques qui filtrent le spectre et ce sont aujourd'hui des choses figées sur l'architecture LMJ. La recherche de la fonction de transfert qui compenserait au mieux la conversion FM-AM est une voie qui fait l'objet de travaux en cours et l'avancée de ces travaux fait l'objet du chapitre 3. Enfin, trouver des modulations de phase alternatives est la solution la plus novatrice, prometteuse et fait l'objet de la seconde partie de ce manuscrit : on présente dans les chapitres 4 à 6, les modulations de phase particulières que nous avons investiguées, leurs performances en terme de fonction anti-Brillouin, lissage, de conversion FM-AM et de rendement de conversion de fréquence.

Références

1. J. E. Rothenberg, D. F. Browning, R.B. Wilcox: “Issue of FM to AM conversion on the National Ignition Facility”, proceedings Third International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion, Proc. SPIE 3492, 51-61 (1999)
2. D. Penninckx, N. Beck, J-F. Gleyze et L. Videau: “Signal Propagation over Polarization-Maintaining Fibers: Problem and Solutions”, IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, Vol.24, No.11, pp.4197-4207 (2006)
3. J. D. Lindl, P. Amedt, R. H. Berger, S. G. Glendinning, S.H. Glenzer, S. W. Hann, R.L. Landen, et L.J. Suter: “The physics basis for ignition using indirect-drive targets on National Ignition Facility”, Physics of Plasma – Vol. 11, No. 2 (2004)
4. D. Penninckx, J-M. Di Nicola, J-F. Gleyze, et S. Hocquet, “Paradox in the measurement of FM to AM conversion in high power lasers”, CG-5-WED, présenté à CLEO Europe, Munich, Germany (2007)
5. D. Penninckx : “La polarisation dans les fibres optique”, mémoire de HDR, université Paris XI (2009)
6. S. Jonathas : “Réduction de la conversion FM-AM par compensation de la dispersion chromatique avec un réseau de Bragg”, mémoire de DRT, université d’Orléans, CEA (2008)
7. A. E. Siegman, *Laser*, University Science Books (1986)
8. S. Hocquet, E. Bordenave, D. Penninckx : “Effet FM-AM à 3ω : Détermination d’un taux de modulation temporel maximal admissible en sortie du pilote LMJ”, note interne CEA (2008)
9. A. Boscheron, “Étude de nouvelles configurations de conversion de fréquence pour l’optimisation des lasers de haute puissance”, thèse de l’université Paris XI (1996)
10. V. D. Volosov, S. G. Karpenko, N. E. Kornienko, and V. L. Strishevkii: “Method for compensating the phase-matching dispersion in nonlinear optics”, Soviet Journal of Quantum Electronics, Vol. 4, No. 9, pp1090-1098 (1975)
11. S. Hocquet, D. Penninckx, É. Bordenave, C. Gouédard and Y. Jaouën : "FM-to-AM Conversion in High Power Lasers", Applied Optics, Vol. 47, n°18, p. 3338-3349 (2008)
12. S. Hocquet, E. Bordenave, J-P. Goossens, C. Gouedard, L. Videau and D. Penninckx: “Amplitude modulation filtering of FM-to-AM conversion due to the focusing grating of LMJ”, proceedings IFSA 2007, Journal of Physics: Conference Series 112 (2008)

13. R. W. Boyd, *Non-linear Optics*, Academic Press, 2nde édition (2002)
14. S. Hocquet : « Étude de l'effet FM-AM généré dans le système de conversion de fréquence du Laser Mégajoule », rapport de stage, CEA (2006)
15. G. Lacroix : « Pré-compensation de la conversion FM-AM générée dans le système de conversion de fréquence du Laser MégaJoule », rapport de stage, CEA (2008)
16. E. B. Treacy: "Optical Pulse Compression with Diffraction Gratings", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-5, No. 9, pp454-458 (1969)
17. J.E. Rothenberg: "Ultrafast picket fence pulse trains to enhance frequency conversion of shaped inertial confinement fusion laser pulses", Applied Optics - Vol.39, No.36 (2000)
18. J. Néauport, N. Blanchot, C. Rouyer, and C. Sauteret: "Chromatism compensation of the PETAL multipetawatt high energy laser", Applied Optics - Vol.46, No.9 (2007)

Chapitre 3

Compensation de la conversion FM-AM

3 Compensation de la conversion FM-AM 77

3.1 Compensation des fonctions linéaires..... 77

3.2 Compensation du système de conversion de fréquence 82

3.2.1 Compensation de l'effet des réseaux..... 84

3.2.2 Compensation de l'effet des cristaux..... 86

3.2.3 Compensation complète du SCF..... 88

3.2.4 Vers une réalisation pratique 89

3.3 Conclusions..... 93

Références :..... 94

« Dieu n'a pas prévu le bonheur pour ses créatures, il n'a prévu que des **compensations** *: la pêche à la ligne, l'amour, le gâtisme. »*

(Jean Giraudoux, Intermezzo)

3 Compensation de la conversion FM-AM

Dans le chapitre 2, nous avons étudié la conversion FM-AM dans les lasers de puissance et notre objectif est désormais de réduire les modulations d'intensité parasites associées. Le système de conversion de fréquence mis à part, nous avons vu que la conversion FM-AM pouvait se modéliser comme un ensemble de filtres linéaires qui déforment le spectre de la modulation de phase. Ainsi, pour supprimer la conversion FM-AM, il « suffit » d'appliquer au signal la fonction de transfert inverse pour en compenser les effets. Dans une première partie de ce chapitre, nous allons recenser les actions menées pour compenser les fonctions linéaires sur les lasers de puissance.

Néanmoins, nous avons remarqué que le contributeur essentiel de conversion FM-AM était le système de conversion de fréquence qui est intrinsèquement non linéaire. Appliquer une fonction de transfert inverse n'est alors a priori plus une solution appropriée. Nous montrons cependant dans la seconde partie de ce chapitre qu'il est possible d'appliquer des fonctions de transfert qui aboutissent à une forte réduction de la conversion FM-AM sur cible. Nous concluons finalement avec un dimensionnement pratique pour réaliser ces fonctions [1].

3.1 Compensation des fonctions linéaires

Pour compenser l'effet d'une fonction de transfert linéaire, il suffit d'appliquer la fonction de transfert inverse. Dans l'étude menée dans le chapitre 2, les fonctions de transfert typiques sont soit des fonctions de transfert de phase pure (dispersion chromatique, dispersion après un réseau plan), soit des fonctions de transfert en amplitude avec un terme de phase négligeable (rétrécissement par le gain, interféromètre à deux ondes). Cela simplifie le problème et nous cherchons donc à compenser ces fonctions par deux types de filtre différents : un en phase, l'autre en amplitude.

Sur les lasers de puissance de type NIF et LIL/LMJ, les fonctions de compensation sont appliquées en amont des phénomènes qu'ils compensent (on parle alors de pré-compensation) et actuellement elles servent à compenser les effets des ensembles « source + module pré-amplificateur ». Nous allons présenter rapidement les fonctions utilisées sur ces lasers.

Fonction de compensation en amplitude :

Sur la LIL/LMJ, il est envisagé d'implémenter un système de compensation de la fonction de transfert du MPA, par un dispositif interférométrique utilisant la biréfringence dans les fibres à maintien de polarisation (PMF).

En effet, nous avons déjà présenté ce phénomène quand nous avons étudié les causes de la conversion FM-AM dans la source (cf. paragraphe 2.2). Ce système est équivalent à un interféromètre à deux ondes et il est possible d'en adapter les paramètres pour créer une grande variété de fonctions de transfert en amplitude comme le montrent les schémas de la Figure 3-1.

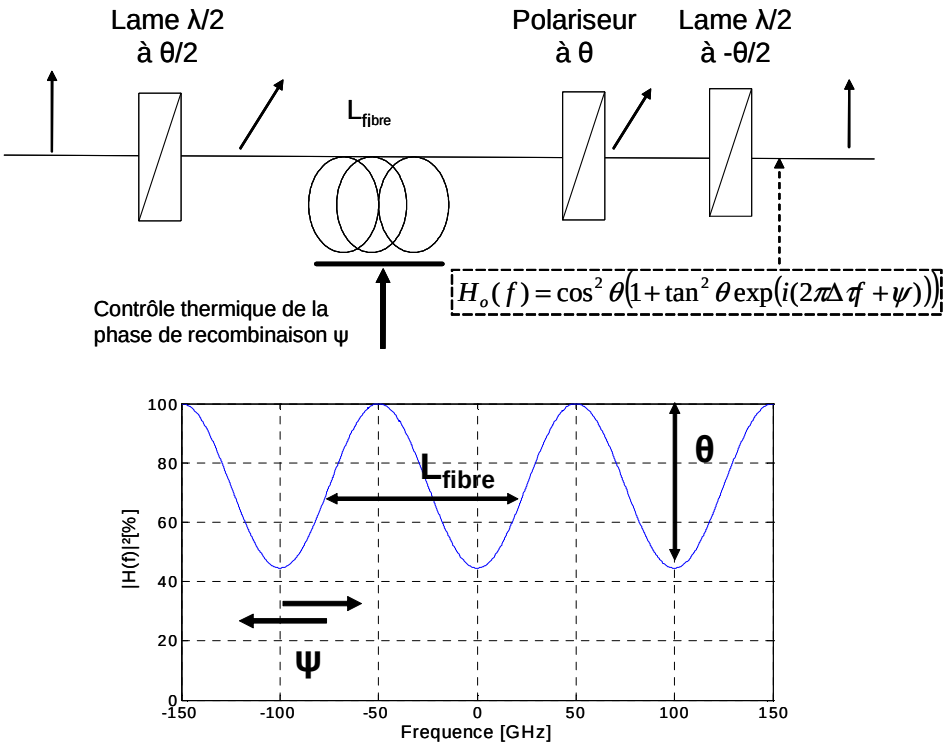

Figure 3-1: Filtre interférométrique paramétrable en utilisant la biréfringence dans les PMF - Impact des paramètres sur la fonction de transfert- La 3eme lame permet de se remettre sur l'axe de la fibre.

L'onde est initialement polarisée sur l'axe rapide de la fibre à maintien de polarisation. La lame λ/2 fait tourner la polarisation de θ. Par projection, l'énergie est partiellement répartie sur les deux axes : la composante sur l'axe lent va être déphasée par rapport à celle sur l'axe rapide selon la longueur de la fibre et les contraintes thermiques et mécaniques appliquées. Le polariseur permet de faire interférer ces deux ondes (on choisit l'angle θ pour avoir le moins

de perte par insertion). Puis on utilise une seconde lame λ/2 afin de retrouver une polarisation rectiligne sur l'axe de la fibre (et ne pas accumuler d'autres effets de biréfringence).
Dans le domaine temporel, en utilisant comme base de représentation les axes de la fibre, le champ électrique de l'onde optique à la longueur d'onde ω devient successivement :

$$e^{i\omega t}\begin{vmatrix}1\\0\end{vmatrix} \xrightarrow{\text{Rotation de } \theta} e^{i\omega t}\begin{vmatrix}\cos\theta\\ \sin\theta\end{vmatrix} \xrightarrow{\text{Déphasage sur l'axe lent}} e^{i\omega t}\begin{vmatrix}\cos\theta\\ \sin\theta.e^{i\varphi(\omega)}\end{vmatrix} \xrightarrow{\text{Projection et rotation de } -\theta} e^{i\omega t}\begin{vmatrix}\cos^2\theta+\sin^2\theta.e^{i\varphi(\omega)}\\ 0\end{vmatrix}$$

La fonction de filtrage spectrale vient du fait que le retard introduit sur l'axe lent dépend de la longueur d'onde, de la longueur de la fibre et de sa dispersion chromatique. On peut alors donner une expression analytique de la fonction de transfert du système en ne tenant pas compte du terme d'atténuation[1] :

$$H_o(f) = 1 + A\exp\big(i(2\pi f\Delta\tau + \psi)\big) \tag{1}$$

Seule la zone du filtre qui recouvre le spectre est importante et on remarque que pour une position de ψ proche de 180°, on a une fonction de transfert proche de la fonction de transfert inverse du rétrécissement spectral par le gain en choisissant le bon couple (A, Δτ). Il suffit pour cela de choisir la bonne longueur de fibre en connaissant la valeur du DGD (differential group delay) de la fibre (réglage de Δτ), et de régler l'angle du polariseur (réglage de A). Techniquement, le plus difficile est de contrôler la phase de recombinaison ψ qui est liée aux contraintes mécaniques et thermiques de la fibre. Pour cela, on utilise un système à effet Peltier sur une portion de la fibre afin de contrôler précisément la valeur de ψ. Des premiers tests donnent des conclusions positives sur l'utilisation d'un tel système [2].

<u>Remarque</u> : La fonction de transfert (1) n'est pas strictement une fonction de transfert en amplitude, elle possède aussi un terme de phase :

$$\arg(H_o(f)) = Arc\tan\left(\frac{A\sin\big(2\pi f\Delta\tau + \psi\big)}{1 + A\cos\big(2\pi f\Delta\tau + \psi\big)}\right)$$

[1] On ne tient pas compte du terme d'atténuation qui n'impacte pas la conversion FM-AM mais seulement sur les pertes en énergie d'un tel système. Le système présenté minimise les pertes en transmission.

Ce terme de phase pourrait avoir un impact sur la conversion FM-AM si elle introduisait une dispersion chromatique significative. Pour ce faire, il faut donc considérer la valeur de sa dérivée d'ordre 2.
Deux arguments pour dire que dans les cas que nous allons étudier, ce terme est négligeable :

- Si on se positionne, comme sous-entendu dans le paragraphe précédent, à ψ= 180°, la fonction de transfert de phase est impaire. Sa dérivée d'ordre 2 est donc nulle à la longueur d'onde centrale : la dispersion chromatique est nulle au centre du spectre.
- De plus, on utilise des fonctions avec des faibles contrastes pour minimiser les pertes en énergie. On peut montrer dans ce cas que la dispersion chromatique est majorée par le terme $A.(\Delta\tau)^2 \approx 10^{-24}$ s^2, ce qui négligeable comparé à la valeur de la dispersion chromatique de la fibre à retard qui est d'environ 10^{-22} s^2.

C'est pourquoi on considère les fonctions de transfert similaire à l'équation (1) comme des fonctions de transfert en amplitude. Le terme de phase d'ordre 2 est négligeable.

Sur le NIF, le système compensateur en amplitude utilisé est un aussi système interférométrique mais de type Fabry-Perot où l'épaisseur de l'étalon est contrôlée. Dans le cas où la finesse du système Fabry-Perot est faible, on retombe sur une expression similaire à (1) [3]. Théoriquement, les deux systèmes sont très proches et permettent d'obtenir des formes variées et contrôlées de fonction de transfert.

Fonction de compensation en phase :

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la longueur des fibres de la source du LMJ apporte une dispersion chromatique importante qu'il est nécessaire de compenser. Cette fonction de phase pure peut être compensée par un autre système à valeur de dispersion opposée. Sur la LIL/LMJ, il a été décidé d'implanter un système entièrement fibré utilisant la technologie des réseaux de Bragg [4]. Les réseaux de Bragg fibrés sont des structures basées sur la modulation périodique de l'indice de réfraction le long du cœur de la fibre. Si le pas de la modulation d'indice est constant, le réseau de Bragg réfléchit une longueur d'onde unique appelée longueur d'onde de Bragg λ_B.

Mais si le pas de la modulation d'indice devient variable (réseau chirpé), les différentes longueurs d'onde seront réfléchies à des endroits différents. On peut schématiser un réseau de Bragg chirpé par une association de plusieurs réseaux à pas constant :

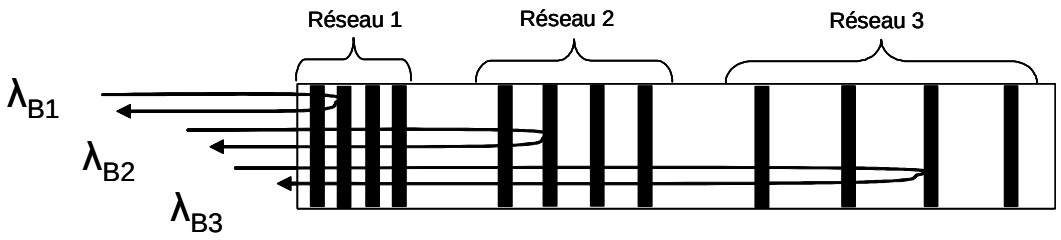

Figure 3-2: Schéma de principe d'un réseau de Bragg fibré

Les différentes longueurs d'onde sont ainsi retardées les unes par rapport aux autres. Dans le cas de la compensation de la dispersion chromatique, il faut dimensionner le réseau de manière à avoir un retard inverse à celui engendré par la fibre. Ceci est possible en pratique malgré les problèmes annexes que l'on peut rencontrer comme le « ripple » et qui peuvent dégrader les performances [5]. La mise en place d'un tel système sur la LIL permet de fortement réduire le taux de modulation temporel de la source. Pour une bande passante de détection de 15GHz, un taux de modulation inférieur à 7% a été mesuré alors qu'il était auparavant de 20%, dans le cas où les deux modulations de phase sont activées,.

Sur le NIF, la compensation de dispersion a été mise en œuvre par un dispositif en optique libre utilisant un système de deux réseaux plans afin d'apporter une dispersion opposée. En effet, nous avons vu, dans le chapitre 2, que la dispersion chromatique dans une fibre et la dispersion par un réseau plan étaient similaires. On obtient la fonction de transfert inverse de la dispersion dans les fibres si on utilise un système de deux réseaux approprié tel que :

$$H_{disp\,réseaux}(f) = \exp\left[-\frac{i\pi c N^2 x}{f_0^{\,3}\cos^2(\theta_0)}.f^2\right] = H^{-1}_{disp\,chromatique}(f) = \left(\exp\left[-i\pi\frac{\lambda_0^2 D.L}{c}.f^2\right]\right)^{-1} \qquad (2)$$

Sachant que le paramètre de dispersion D<0 pour les fibres utilisées à 1053nm, cela est donc possible avec le bon choix du triplet (N, θ_0, x), c'est-à-dire la densité de traits, l'angle d'incidence et la distance de propagation.

Ces systèmes de compensation en phase et en amplitude donnent des résultats satisfaisants pour compenser un certain nombre de fonctions de transfert linéaires, en particulier celles du LMJ. Néanmoins, le principal contributeur des distorsions spectrales et donc de la conversion

FM-AM est le système de conversion de fréquence qui est un système non-linéaire. Les différentes modélisations utilisées dans le chapitre 2 montrent que, du point de vue de la conversion FM-AM, le formalisme linéaire donne de bonnes approximations. Nous avons donc cherché à voir s'il n'était pas possible de trouver des fonctions linéaires minimisant la fonction de transfert non linéaire du SCF.

3.2 Compensation du système de conversion de fréquence

Nous rappelons que dans le SCF, il existe trois sources différentes de conversion FM-AM et nous renvoyons le lecteur au chapitre 2 pour les valeurs quantitatives :

- L'acceptance spectrale des cristaux convertisseurs de fréquence est limitée (modèle donné à 3ω).
- Le réseau plan sépare angulairement les différentes composantes spectrales qui suivent alors des trajets optiques différents, la phase accumulée varie d'une fréquence à l'autre et est équivalente à un filtre de phase à 1 et 3ω.
- La modulation d'intensité incidente est amplifiée à 3ω par la non-linéarité de la conversion de fréquence.

On a montré, dans le chapitre 2, que les deux premiers points pouvaient être correctement modélisés avec des fonctions de transfert linéaires. Mais ces filtres linéaires ne sont valables qu'à intensité donnée. En effet, l'acceptance spectrale, notée γ diminue lorsque l'intensité augmente [7]. De même, nous avons vu que la fonction de transfert des réseaux à 1ω était affectée par le terme d'amplification des modulations β qui dépend de l'intensité. Les courbes de $\gamma(I)$ et β (I) sont données dans le chapitre 2.
Cela signifie donc deux choses :

- La conversion FM-AM résultante dépend de l'intensité considérée car les fonctions de transfert en jeu varient avec l'intensité. Pour illustrer ce propos, voir la Figure 3-3.
- S'il y a des variations d'intensité, soit par la forme de l'impulsion soit par conversion FM-AM déjà existante, les fonctions de transfert changent sur la durée de l'impulsion.[1]

[1] Notez bien que cette approche est théoriquement invalide car une fonction de transfert dans le domaine spectral suppose qu'elle est applicable sur un temps infiniment long. Les résultats qui suivent montrent, cependant, l'efficacité de cette approche.

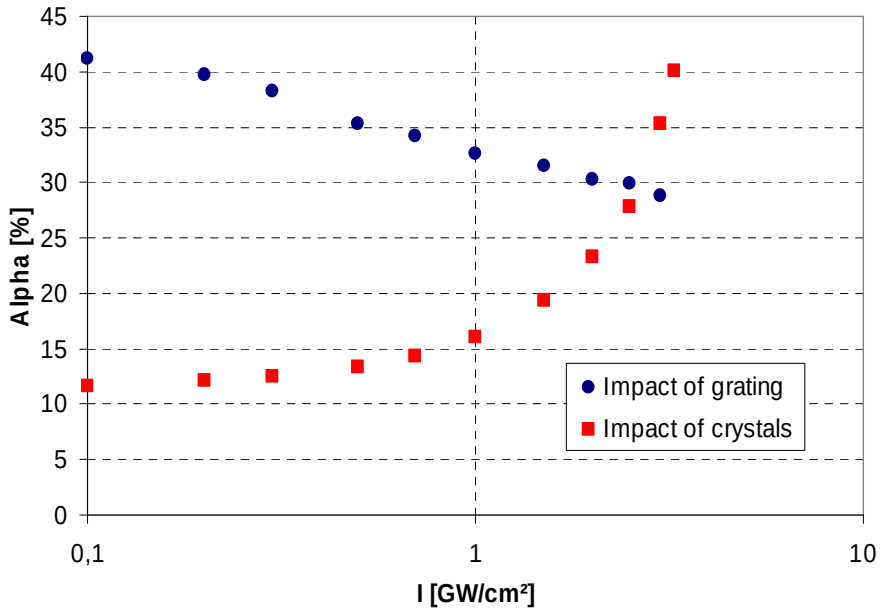

Figure 3-3 : Évolution de l'impact des réseaux et des cristaux avec l'intensité sur le taux de modulation temporel

Bien que modélisé par des fonctions de transfert linéaire, le SCF pris dans son ensemble reste fortement non-linéaire à cause des variations de β et de γ en fonction de l'intensité et du temps. On cherche cependant à appliquer une fonction de transfert linéaire pour voir si une diminution de la conversion FM-AM est possible et si oui, dans quelle mesure.

Les fonctions que l'on cherche sont des fonctions de pré-compensation qui pourront être implémentées au même niveau que les fonctions compensant les filtres linéaires, c'est-à-dire au niveau de la source. En effet, il est plus simple d'agir sur le signal optique quand il a un profil spatial limité et qu'il est faiblement énergétique (les pertes en énergie peuvent être plus simplement compensées par réamplification). Ainsi toutes les fonctions de compensation que nous présentons seront centrées à la fréquence 1ω (1053nm).

Dans les paragraphes qui suivent, nous avons isolé les causes de modulations d'intensité issues du réseau et des cristaux. C'est pourquoi nous étudions la réduction de la conversion FM-AM pour chacun des deux phénomènes séparément tout d'abord. Puis, nous concluons sur les performances d'une éventuelle fonction de compensation globale.

3.2.1 Compensation de l'effet des réseaux

L'effet de dispersion des réseaux apparaît à 1 et 3ω. La partie à 1ω peut être compensée simplement par une fonction de transfert linéaire comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.1. La partie à 3ω est modélisée par une fonction linéaire mais centrée à 3ω et la précompensation à 1ω n'est alors plus évidente. En effet, la fonction de précompensation déforme le signal et ces distorsions vont être amplifiées non linéairement par le système de conversion de fréquence. Néanmoins, sachant que la fonction de transfert du réseau plan est donnée à 3ω par la fonction (cf. 2.6) :

$$H_{d,3\omega}(f) = \exp\left[-\frac{i\pi c N^2 x}{3 f_0^{\,3}\cos^2(\theta_0)}.f^2\right] = \exp\left[\frac{i}{2}\frac{\varphi_2}{3}f^2\right] \qquad (3)$$

On cherche à appliquer à l'impulsion 1ω une fonction compensatrice de même forme donnée par :

$$H_{d\,comp}(f) = \exp\left[-\frac{i}{2}\varphi_{2comp}.f^2\right] \qquad (4)$$

où $\varphi_{2,comp}$ est le paramètre que nous cherchons à déterminer.

Dans la configuration de conversion de fréquence du LMJ, l'acceptance spectrale du système est donnée à la fois par la dispersion de vitesse de groupe (GVD) dans les cristaux et par la dispersion angulaire du réseau plan. En effet, la dispersion angulaire des fréquences du spectre optique compense une partie du désaccord de phase et améliore l'acceptance spectrale [6]. Nous avons utilisé le code de propagation Miró, où il est possible de supprimer à la fois la GVD et la dépendance angulaire dans les cristaux sans changer autre chose que l'acceptance spectrale du système. Ainsi, nous avons effectué des simulations avec un accord de phase parfait sur tout le spectre. On isole alors l'effet de dispersion des réseaux à 1 et 3ω.

À partir de cette configuration modifiée du SCF LMJ, nous avons introduit la fonction de transfert (4) et nous avons observé l'évolution du taux de modulation temporel pour différentes valeurs du paramètre $\varphi_{2,comp}$. Les résultats obtenus sont donnés Figure 3-4.

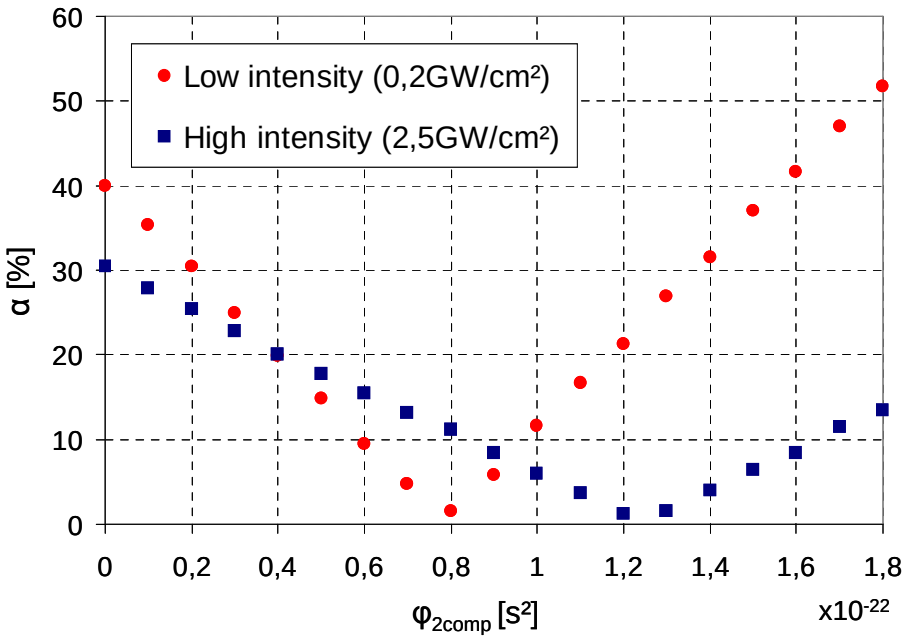

Figure 3-4 : Taux de modulation temporel lié à l'impact des réseaux pour différentes fonctions de compensation suivant l'équation (4). Pour chaque intensité, il y a une fonction optimale qui annule la modulation d'intensité.

$\varphi_{2,comp}$=0 correspond au cas sans compensation. Cette valeur dépend de l'intensité puisque les modulations d'intensité à 1ω sont amplifiées par le paramètre β qui varie selon l'intensité.
On peut voir que pour chaque intensité, il est possible de trouver une valeur de $\varphi_{2,comp}$ qui annule entièrement la conversion FM-AM liée au réseau plan. Cette valeur évolue avec l'intensité pour la même raison : les modulations d'intensité introduites par la fonction de compensation sont amplifiés par les cristaux différemment en fonction de l'intensité à cause du paramètre β.

L'ensemble des simulations effectuées en fonction de l'intensité, nous a permis d'établir une loi numérique empirique (sic) donnant une expression approchée des valeurs de $\varphi_{2,comp}$ en fonction de l'intensité :

$$\varphi_{2,comp}(I_{1\omega}) = -\frac{2.\pi.N^2}{f_0^3.\cos^2(\theta_0)}.\left(l + \frac{X - l}{\beta(I_{1\omega})}\right) \tag{5}$$

où on rappelle que l est la distance entre le réseau plan et les cristaux (pris à 0,5m ici) et X la distance totale entre les deux réseaux (2m).

Le premier terme est celui de la fonction de transfert de la propagation à 1ω mais de signe opposé : aucune surprise à cela, on compense linéairement par la fonction de transfert inverse la partie à 1ω. Le second terme est lié à la propagation à 3ω et fait apparaître le terme d'amplification des modulations β et donc la dépendance avec l'intensité. Nous n'avons pas trouvé de justification analytique satisfaisante pour expliquer simplement ce terme.

Les modulations d'intensité liées au réseau peuvent être efficacement compensées par une fonction de transfert linéaire. Dans le paragraphe suivant, nous utilisons la même approche sur l'effet des cristaux pour essayer de trouver une fonction de compensation minimisant les modulations d'intensité.

3.2.2 Compensation de l'effet des cristaux

Dans le chapitre 2, nous avons montré qu'il était possible de traduire l'acceptance spectrale limitée de la conversion de fréquence par une fonction de transfert linéaire à 3ω. Tout comme pour le cas des réseaux, il semble alors difficile de trouver une fonction à 1ω qui fasse office de fonction de transfert inverse. Néanmoins, cette démarche ayant fonctionné dans le cas des réseaux, nous la reproduisons pour traiter le cas des cristaux.
On rappelle la forme de la fonction de transfert centrée à 3ω que nous avions utilisée dans le chapitre 2 :

$$H_c(f) = Sinc(\gamma(f - f_c)) \approx 1 - \frac{\gamma^2}{6}(f - f_c)^2 \tag{6}$$

Les résultats numériques des simulations avaient permis de montrer que f_c était très faible, traduisant le fait que le spectre était centré sur la position d'accord de phase. Cette fonction est fortement non linéaire car l'acceptance spectrale dépend de l'intensité. Cependant, suivant la même démarche que dans le paragraphe précédent, on cherche une fonction de transfert centrée sur la longueur d'onde 1ω avec une forme similaire à l'expression (6) mais qui pourrait compenser son effet à 3ω. On choisit alors d'étudier les fonctions de la forme :

$$H_{c\,comp}(f) = 1 + \frac{\gamma_{comp}{}^2}{6} f^2 \tag{7}$$

où γ_{comp} est le paramètre que nous cherchons à déterminer et qui minimise la conversion FM-AM des cristaux.

Les simulations effectuées avec Miró ont permis d'isoler l'effet de l'acceptance spectrale. En effet, il suffit d'ôter l'impact du réseau plan en supprimant les distances de propagation entre les composants et de réintroduire la dispersion de vitesse de groupe dans les cristaux (que l'on avait supprimé au paragraphe 3.2.1).

Les résultats dépendent de l'intensité incidente car la fonction de transfert (6) dépend de l'intensité et la fonction de compensation (7) introduit des modulations à 1ω qui vont être amplifiées par le paramètre β.

La Figure 3-5 montre l'évolution du taux de modulation temporel lié à l'acceptance spectrale des cristaux en faisant varier γ_{comp} pour deux intensités différentes :

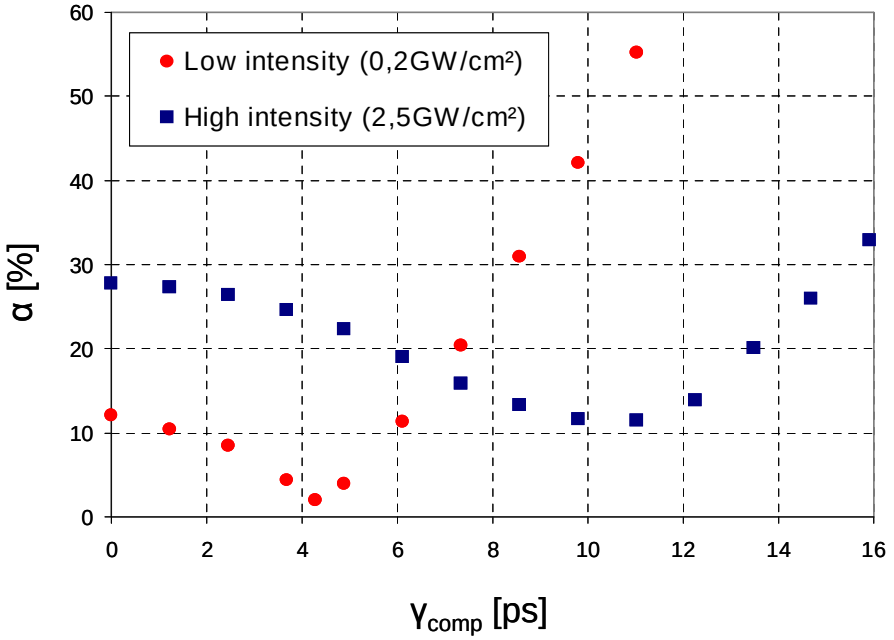

Figure 3-5 : Taux de modulation temporel lié à l'impact de l'acceptance spectrale des cristaux pour différentes fonctions de compensation suivant l'équation (7). Pour chaque intensité, il y a une fonction optimale qui minimise les modulations d'intensité. Mais plus l'intensité est grande, moins la compensation est efficace.

$\gamma_{comp}=0$ correspond au cas sans compensation et cette valeur dépend de l'intensité car les valeurs de γ associées sont différentes.

On voit que pour chaque intensité, il existe une valeur de γ_{comp} qui minimise la conversion FM-AM. Néanmoins, cette compensation n'est pas parfaite et devient de moins en moins bonne avec l'intensité. En effet, les variations instantanées des paramètres liées aux modulations d'intensité empêchent une compensation parfaite par une fonction linéaire

surtout si ces variations sont importantes. La Figure 3-3 montre que le taux de modulation temporel dû à la fonction de transfert des cristaux varie fortement à haute intensité et reste presque constant à basse intensité. Cette variation instantanée de α empêche une compensation parfaite par une fonction de transfert linéaire. Cependant, la réduction du taux de modulation temporel est significative quelle que soit l'intensité : pour une intensité incidente de 0,2GW/cm², α=2% (à comparer avec α=12% sans compensation) et à 2,5GW/cm², le taux de modulation temporel vaut α=12% (tandis qu'il valait α=28% sans compensation). Pour toutes valeurs prises entre ces deux intensités, la diminution de la conversion FM-AM est toujours supérieure à 50%.

Ici encore, nous avons essayé de donner une expression permettant de lier la valeur de γ_{comp} en fonction de l'intensité et des paramètres de la conversion de fréquence. Tout comme pour le cas du réseau plan, cette loi reste « empirique » et nous n'avons pas vraiment d'explication pour justifier son expression[1]. Cette loi approchée s'écrit de la manière suivante :

$$\gamma_{comp}(I_{1\omega}) = \frac{3\gamma(I_{1\omega})}{\sqrt{\beta(I_{1\omega})}} \tag{8}$$

3.2.3 Compensation complète du SCF

Les deux paragraphes précédents ont montré que pour chacun des impacts du réseau et des cristaux pris séparément, l'utilisation de fonctions de compensation linéaires donnait des diminutions importantes du taux de modulation temporel. Nous regardons maintenant, sur le système complet de la conversion de fréquence, l'effet combiné des deux fonctions de compensation optimisées pour différentes intensités. Pour cela, on multiplie les deux fonctions de transfert obtenues précédemment en conservant l'analogie avec un système purement linéaire. Ici encore, à cause de la forte non-linéarité du système, il n'est pas évident que l'amélioration totale soit aussi bonne qu'en prenant les effets séparément.

Les résultats des simulations Miró sont donnés Figure 3-7. Nous avons simulé le cas d'une compensation selon les résultats obtenus avec les paramètres optimisés présentés équations (5) et (8) et cela à chaque intensité. Nous les avons comparés avec les valeurs initiales de conversion FM-AM. On constate que pour les basses intensités, la compensation est presque

[1] Dans les cas simples d'un spectre monochromatique ou blanc, on peut montrer la validité de cette expression. La généralisation n'a pu encore être montrée.

parfaite : pour des intensités inférieures à 1,5GW/cm², α<5%. On remarque aussi qu'à plus haute intensité, la compensation est difficile mais toujours significative : Le taux de modulation temporel est au moins divisé par 2 pour des intensités inférieures à 3GW/cm² (valeur proche des intensités maximales à considérer sur le LMJ).

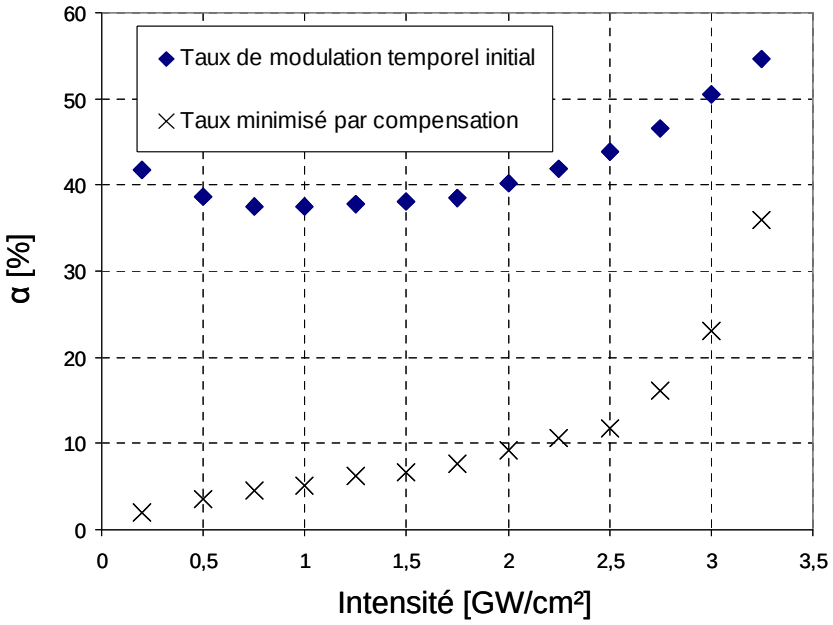

Figure 3-6 : Taux de modulation temporel d'un SCF compensé à chaque intensité. Le gain par rapport au taux de modulation temporel sans compensation est supérieur à 50% pour des intensités inférieures à 3GW/cm²

Ces simulations permettent d'espérer de bons niveaux de compensation. En pratique, est-il possible de réaliser les fonctions de compensations $H_{d,comp}$ et $H_{c,comp}$ issues des équations (4) et (7) ? Cette question fait l'objet du dernier paragraphe de ce chapitre et donne des pistes pour une implémentation pratique d'un système de compensation pour les lasers de puissance.

3.2.4 Vers une réalisation pratique

L'expression de la fonction de compensation de l'effet du réseau plan est celle d'un filtre de phase mais de dispersion opposée à celle introduite par la dispersion angulaire d'un réseau. Nous avons vu dans le paragraphe 3.1. que cela était très facile à réaliser puisque la dispersion chromatique dans les fibres à 1053nm était de signe opposé à celle des réseaux. Pour une longueur de fibre L, et de paramètre de dispersion D, il faut alors que :

$$\varphi_{2comp} = 2\pi \frac{\lambda_0^2 DL}{c} \tag{9}$$

Connaissant D et la valeur de $\varphi_{2,comp}$ (résultat des optimisations ou par utilisation de la loi donnée par l'équation (5)), on peut dimensionner la longueur de fibre nécessaire. Par exemple, pour une fibre panda de paramètre de dispersion D = - 42 ± 1 ps.nm^{-1}.km^{-1} [4], les résultats de l'optimisation (cf Figure 3-4) donnent que $\varphi_{2,comp}$ prend des valeurs comprises entre 0,75x10^{-22} s² (pour une intensité de 0,2GW/cm²) et 1,3x10^{-22} s² (pour une intensité de 2,5GW /cm²). Cela correspond à des longueurs de fibres comprises entre 75m et 135m, ce qui est tout à fait réalisable dans le cas du LMJ.

Nous pouvons aller plus loin. En effet dans le premier paragraphe de ce chapitre, nous avons fait remarquer que les 200m de propagation dans les fibres de la source étaient gênantes car générateurs de conversion FM-AM : nous avons montré qu'un dispositif de réseaux de Bragg ou de réseaux plans pouvait compenser ce phénomène. Les réseaux du SCF forment un système compensateur de la dispersion chromatique de la source. Réciproquement, la dispersion angulaire entre les deux réseaux du SCF est compensée (surcompensée) par les fibres dans la source. Cela revient donc à dire que **toute la dispersion chromatique dans la source n'est pas gênante et qu'il faut dimensionner un système compensateur qui compense la dispersion équivalente à environ 100m de fibre si l'on veut minimiser la conversion FM-AM sur cible.**

Concernant la fonction de compensation (7), il est clair qu'elle n'est pas réalisable expérimentalement sur l'ensemble du domaine spectral. Mais si on réalise une fonction s'en approchant sur une portion correspondant à l'élargissement spectral de la modulation de phase, les performances en terme de compensation seront les mêmes.

Il existe plusieurs méthodes pour réaliser des fonctions de cette forme sur une faible bande spectrale, en particulier les fonctions en amplitude que nous avons présentées au paragraphe 3.1 sont adaptées pour ce problème. Reprenons par exemple la fonction interféromètre à deux ondes réalisée en utilisant la biréfringence des fibres à maintien de polarisation. On rappelle l'expression (1) :

$$H_{c,\ réel}(f) = 1 + A\exp\big(i(2\pi f\Delta\tau + \psi)\big) \tag{10}$$

Un développement à l'ordre 2 du module de cette fonction donne :

$$\left|H_{c,réel}(f)\right|^2 = (1+A^2)+2A\cos\psi.\left(1-\frac{(2\pi f\Delta\tau)^2}{2}\right)-2A\sin\psi.(2\pi f\Delta\tau)+o[f^2] \qquad (11)$$

Cette dernière expression est similaire à la fonction de compensation (7) pour ψ=180° et la fonction se réécrit simplement (en ne tenant pas compte du terme d'atténuation qui n'introduit pas de déformation) :

$$\left|H_{c,réel}(f)\right| = 1+\frac{A}{2(1-A)^2}(2\pi\Delta\tau)^2 f^2+o[f^2] \qquad (12)$$

Qu'en est-il du terme de phase de l'équation (10) ? Dans le cas où ψ=180°, (8) est une fonction impaire, son développement en phase n'a donc que des termes impairs. Le terme d'ordre 1 n'est pas à prendre en compte, il n'ajoute qu'un temps retard. Il n'y a pas de terme d'ordre 2 donc il n'y a pas de dispersion chromatique supplémentaire : la compensation de l'effet des cristaux n'impacte donc pas la compensation de l'effet des réseaux. Le terme d'ordre 3 est le premier terme qui peut influer sur le résultat de la compensation entre l'équation (10) et la forme recherchée (c'est-à-dire l'équation (7)) : la courbe présentée Figure 3-7 avec l'équation (10) montre qu'il y a bien une légère différence et que la compensation est même légèrement meilleure à toute intensité !

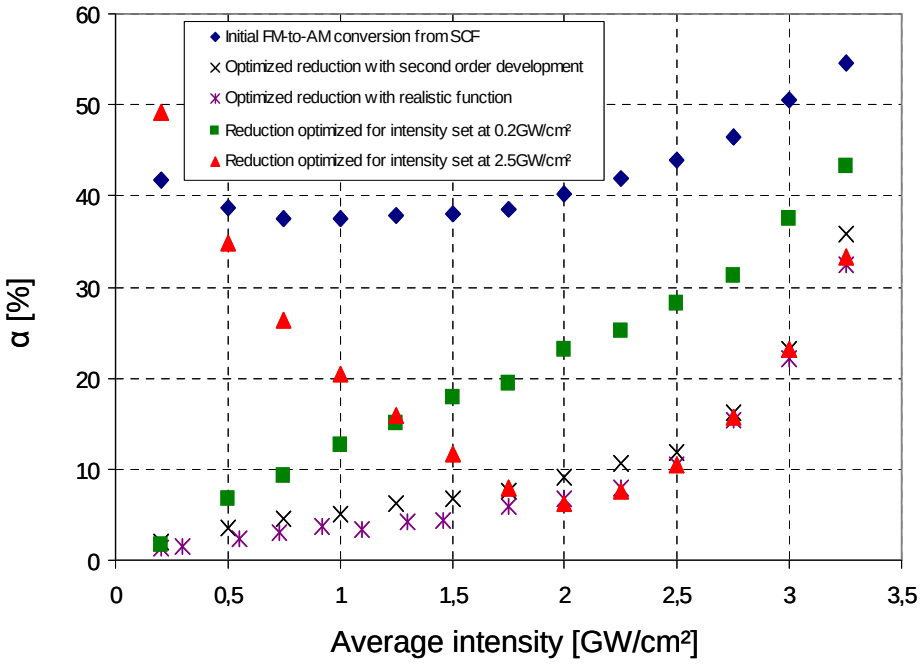

Figure 3-7: Taux de modulation temporel en fonction de l'intensité pour différent cas de figure : sans compensation, avec une compensation optimisée réaliste à chaque intensité ou avec une compensation donnée (optimisée à basse ou à haute intensité). On a ajouté à titre de comparaison les résultats de la Figure 3-6

Pour le dimensionnement du filtre, on fixe arbitrairement A=0,1. A est le terme lié au contraste et plus A est petit, moins les pertes en énergie seront importantes dans la position ψ=180°. L'obtention du filtre optimisé se fait en fixant $\Delta\tau$, c'est-à-dire pour une fibre PMF de DGD connu en fixant sa longueur. Pour cela, on identifie que :

$$\frac{\gamma_{comp}^2}{6} = \frac{A}{2(1-A)^2}(2\pi\Delta\tau)^2 \tag{13}$$

Pour les fibres utilisées, le DGD est d'environ 1,5ps/m [8]. En reprenant les résultats des optimisations, on en déduit la gamme de longueur de fibre à utiliser et on trouve qu'il faut des fibres comprises entre 1m (γ_{comp}=4ps pour I=0,2GW/cm²) et 2,5m (γ_{comp}=10ps pour I=2,5GW/cm²). Un tel dimensionnement est réaliste.

Nous venons de voir que pour chaque intensité, il est possible de dimensionner un système réalisable de compensation de la conversion FM-AM introduite par le SCF. Cependant, ces systèmes sont des systèmes figés : nous avons utilisé deux solutions où le paramètre d'optimisation est une longueur de fibre et les choix des longueurs de fibre dépendent de l'intensité considérée. Que devient une compensation optimisée à une intensité si on utilise une impulsion laser d'intensité différente ? En particulier, sur les impulsions LMJ, l'intensité des impulsions n'est pas constante : il y a un premier plateau à basse intensité puis la majorité de l'énergie est dans un second plateau à haute intensité. La compensation de la modulation ne peut donc pas être faite de manière optimisée sur l'impulsion complète. Nous avons fait des simulations supplémentaires en fixant la fonction de compensation sur une optimisation à basse (cas 0,2GW/cm²) ou à haute (cas 2,5GW/cm²) intensité et on regarde l'évolution du niveau de conversion FM-AM aux autres intensités. L'ensemble des résultats est donné par la Figure 3-7. On constate bien que pour les intensités autres que celles pour laquelle la compensation est optimisée, les taux de modulation sont moins bien compensés : pour une compensation optimisée pour les basses intensités, les modulations sont de moins en moins bien réduites avec l'intensité. Dans le cas d'une compensation optimisée pour les hautes intensités, les modulations d'intensité peuvent même être pires à basse intensité qu'en l'absence de système compensateur.

Il faut donc faire un choix. Pour l'interaction laser-plasma, la première partie de l'impulsion à basse intensité doit être aussi stable que possible [9]. Dans ce cas, il est plus intéressant de privilégier la compensation à basse intensité : la Figure 3-7 montre que la modulation d'intensité peut quasiment être annulée à 0,2GW/cm² (α<2%). Cependant, dans le cas de l'endommagement laser, la réduction des modulations à haute intensité devrait être bénéfique.[1]

3.3 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons regardé une première méthode pour réduire la conversion FM-AM en fin de chaîne : nous avons cherché des fonctions de transfert inverses pour compenser les effets de filtrage du spectre optique. Cette idée simple à concevoir pour la propagation à 1ω puisque la conversion FM-AM est due à des filtrages linéaires, ne l'est plus dans le système de conversion de fréquence qui est pourtant le premier contributeur à la conversion FM-AM.

Cependant les résultats de ce chapitre montrent qu'il est possible de compenser une grande partie des modulations d'intensité induites par le SCF avec des fonctions linéaires. Le résultat de la compensation dépend néanmoins de l'intensité et il faut donc choisir le système compensateur adapté au besoin.

Nous avons dimensionné des systèmes pratiques qui pourraient être implémentés au niveau de la source du LMJ. Ces systèmes ne sont a priori pas exempts de défauts : perte par insertion (mais au niveau de la source, une réamplification du signal est possible et peu coûteuse), réglage et stabilité. Des démonstrations de principe donnent des résultats encourageants [2,4]. La phase expérimentale de cette étude fera l'objet de travaux supplémentaires, en dehors de cette thèse.

Dans les chapitres suivants, nous présentons la seconde voie envisagée pour minimiser l'impact de la conversion FM-AM : la modification de la modulation de phase. Elle a l'avantage supplémentaire de pouvoir aussi influer sur le lissage optique et le rendement de conversion de fréquence.

[1] Une meilleure connaissance de l'impact des modulations d'intensité sur l'interaction laser-plasma, laser-cible et sur l'endommagement est une nouvelle fois nécessaire pour conclure sur ce genre de question.

Références

1. S. Hocquet, G. Lacroix, et D. Penninckx : “Compensation of FM-to-AM Conversion in Frequency Conversion Systems”, Applied Optics, Vol. 48, No. 13, pp2515-2521 (2009)
2. M. Lavayssière : « Etude de la compensation de la conversion FM-AM dans un système entièrement fibré », rapport de stage, CEA (2007)
3. M Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University Press, 2nde édition (1964)
4. S. Jonathas : “Réduction de la conversion FM-AM par compensation de la dispersion chromatique avec un réseau de Bragg”, mémoire de DRT, université d’Orléans, CEA (2008)
5. D. Penninckx, S. Khalfallah, et Ph. Brosson : “System impact of phase ripples in optical components”, OFC’01, présentation orale, Anaheim, CA, USA (2001)
6. V. D. Volosov, S. G. Karpenko, N. E. Kornienko, and V. L. Strishevkii: “Method for compensating the phase-matching dispersion in nonlinear optics”, Soviet Journal of Quantum Electronics, Vol. 4, No. 9, pp1090-1098 (1975)
7. A. Boscheron, “Etude de nouvelles configurations de conversion de fréquence pour l’optimisation des lasers de haute puissance”, thèse de l’université Paris XI (1996)
8. D. Penninckx, N. Beck, J-F. Gleyze et L. Videau: “Signal Propagation over Polarization-Maintaining Fibers: Problem and Solutions”, IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, Vol.24, No.11, pp.4197-4207 (2006)
9. “Multiple-FM Smoothing by Spectral Dispersion – An Augmented Laser Speckle Smoothing Scheme” , LLE Review, Volume 114, pp73-80 (2008)

Chapitre 4

Les modulations non sinusoïdales

4 Les modulations non sinusoïdales.....97

4.1 Intérêts et choix..... 97

4.1.1 Objectif de l'étude..... 97

4.1.2 Quel mode de réalisation ?..... 100

4.2 Réalisations pratiques..... 108

4.3 Stabilité des systèmes proposés..... 114

4.4 Vers une validation expérimentale 119

Références 121

*« L'***idéal***, ce lieu commun qui ne se trouve nulle part* »

(Natalie Clifford Barney, Pensée d'une amazone)

4 Les modulations non sinusoïdales

À la fin du chapitre 2, nous avons proposé deux voies possibles pour minimiser les effets néfastes liés à l'utilisation de la modulation de phase. Dans le chapitre 3, nous avons démontré théoriquement que l'on pouvait réduire la conversion FM-AM par l'utilisation de fonctions de transfert linéaires. Les résultats obtenus sont encourageants mais limités en termes de performances : si la conversion FM-AM est fortement réduite, le rendement de conversion de fréquence n'est pas amélioré. La seconde possibilité d'amélioration consiste à modifier le signal de modulation de phase généré afin de s'affranchir au maximum des effets de filtrage tout en remplissant les fonctionnalités anti-Brillouin et lissage. Une occupation spectrale réduite est moins sensible à l'acceptance spectrale des cristaux du système de conversion de fréquence. Ainsi, la conversion FM-AM pourra être minimisée et ceci avec un rendement de conversion amélioré. Cette deuxième voie fait l'objet de la seconde moitié de ce mémoire. Notons que les solutions de compensations et de changement de modulation de phase ne sont pas incompatibles et que les deux possibilités peuvent se combiner.
Dans ce but, ce chapitre est consacré à l'étude des modulations de phase. Après avoir rappelé les besoins spécifiques de l'élargissement spectral nécessaires au LMJ, nous présentons la forme du spectre optique que l'on qualifierait « d'idéal ». Nous présentons ensuite une méthode originale et facile à mettre en oeuvre pour obtenir une solution approchée de ce spectre « idéal ». Cette technique est mise en pratique dans la dernière partie de ce chapitre.

4.1 Intérêts et choix

4.1.1 **Objectif de l'étude**

L'élargissement spectral est nécessaire pour satisfaire les fonctionnalités anti-Brillouin et lissage. Une des contreparties à l'élargissement spectral est la conversion FM-AM. Un certain nombre d'éléments de la chaîne laser, qui induisent de la conversion FM-AM, peuvent être modélisés par des fonctions de transfert en amplitude centrées sur le spectre : rétrécissement spectral par le gain, acceptance spectrale des cristaux, etc. (cf. chapitre 2). En plus de provoquer des modulations d'intensité, ces filtres provoquent une perte d'énergie. Il faut alors augmenter le gain de la chaîne ce qui peut induire une dégradation accélérée des composants

optiques. Pour minimiser ces phénomènes parasites, il faut réduire l'élargissement spectral. Mais cette réduction n'a de sens que si l'on conserve les fonctionnalités anti-Brillouin et lissage. On cherche alors à déterminer le spectre optique « idéal », c'est-à-dire le spectre le plus étroit satisfaisant les deux fonctionnalités.

Considérons le cas de la fonctionnalité anti-Brillouin. Dans le chapitre 1, nous avons vu que, dans le cas de la configuration LMJ, il fallait répartir l'énergie afin que la densité spectrale de puissance (DSP) reste inférieure à 6% de l'énergie totale (la DSP étant intégrée sur une bande de 2GHz afin de considérer la largeur spectrale du gain Brillouin). Le spectre le plus étroit équivalent est donc un spectre composé de 17 raies uniformes espacées de 2 GHz comme le montre la Figure 4-1(b).

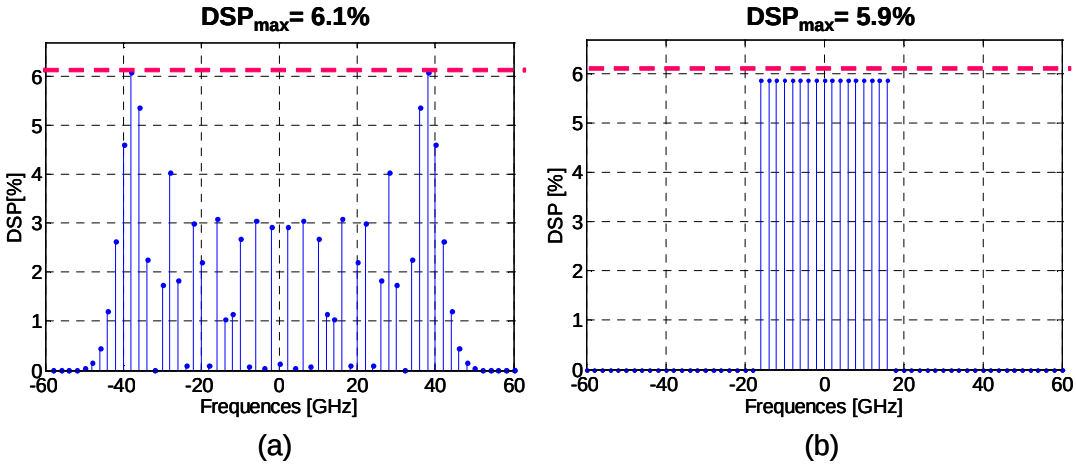

Figure 4-1 : Densités spectrales de puissance remplissant la fonctionnalité anti-Brillouin :
a - Cas de la modulation de phase sinusoïdale pour un signal à 3ω (m= 21 f_m = 2GHz)
b -Cas idéal d'un spectre de raies uniformes.

La réalisation d'un spectre du type de la Figure 4-1(b) permettrait de fortement réduire la largeur spectrale de la fonction anti-Brillouin. En effet, si on définit la largeur du spectre, Δf, comme l'élargissement autour de la fréquence centrale encerclant 95% de l'énergie, on a alors un élargissement qui passerait de 84GHz (cas nominal à 3ω de la modulation anti-Brillouin à m=21 et f_m=2GHz) à 34GHz (17 raies espacées de 2GHz)[1].

Dans le cas de la fonctionnalité du lissage, on a vu que le spectre était défini afin d'obtenir un contraste spatial aux temps longs, C_∞, d'environ 22% (cas nominal sur le LMJ à 3ω : m=15 et

[1] Dans le cas des modulations sinusoïdales, on utilise généralement le critère de Carson pour définir l'élargissement spectral [1]. D'après ce critère, 98% de l'énergie est contenue dans une bande spectrale de 2(m+1).f_m. Dans le cas de la modulation anti-Brillouin, on trouve alors un élargissement de 88GHz au lieu des 84GHz énoncés dans le texte (la différence est purement formelle).

f_m=14,25GHz). À élargissement spectral donné, le lissage est optimal pour une distribution uniforme du spectre (cf. chapitre 1). Dans ce cas, le contraste aux temps longs, C_{∞}, suit la loi d'évolution : $C_{\infty}=1/\sqrt{N}$, où N est le nombre de figures de speckle décorrelées de même puissance. Pour obtenir C_{∞}=22%, on en déduit qu'il faut 21 figures différentes. Deux figures de speckle sont décorrelées si elles sont décalées d'au moins un grain de speckle. Pour une dispersion donnée caractérisée par le temps retard T_r, cela correspond à une différence de fréquences minimale, Δf_0, telle que $\Delta f_0 = 1/T_r$. Un mode de réalisation possible est d'utiliser un spectre composé de raies uniformes telles que $\Delta f_0 = 1/T_r = 13$GHz (puisque $T_r \approx 77$ps dans le cas LMJ). Pour obtenir le lissage équivalent aux performances actuellement prévues pour le LMJ, cela correspond à un élargissement minimal tel que $\Delta f=21\Delta f_0=273$GHz. De manière plus générale, tout spectre uniformément rempli (en puissance et espacement de raies) avec $\Delta f \geq 273$GHz, donne un contraste aux temps longs $C_{\infty} \leq 22\%$. La Figure 4-2 compare le spectre nominal du lissage pour le LMJ et le spectre idéal plus étroit.

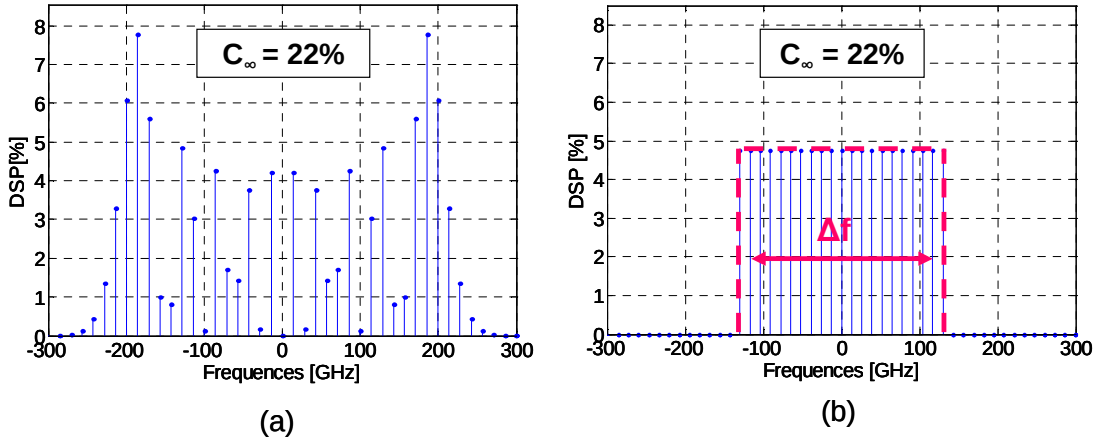

Figure 4-2 : Densités spectrales de puissance remplissant la fonctionnalité lissage (Tr=77ps) : a - Cas de la modulation de phase sinusoïdale à 3ω (m= 15, f_m = 14.25GHz) – b - Cas idéal d'un spectre de raies uniformes ayant les mêmes performances attendues.

Dans le cas de la fonctionnalité du lissage, le spectre idéal est beaucoup plus étroit que le spectre nominal. L'élargissement passerait ainsi de 428GHz (cas nominal à 3ω de la modulation de phase sinusoïdale : m=15 et f_m=14,25GHz) à 273GHz.

Si pour une valeur du contraste aux temps longs, l'espacement entre les raies importe peu devant l'élargissement spectral, ce n'est pas le cas pour les contrastes aux temps plus courts : l'espacement entre les raies correspond à une durée caractéristique de la décroissance en fonction du temps d'intégration, τ, du contraste spatial, C_{τ}: plus l'espacement, Δf_0, entre les raies est faible, plus la durée d'établissement du contraste, $\tau_0 = 1/\Delta f_0$, est grande. Cela peut être

défavorable pour le développement des effets non linéaires dans le plasma. Il faut donc, préférentiellement, considérer des raies espacées de valeur proche de $\Delta f_0=1/T_r$ =13GHz.

On remarquera enfin que ce spectre « idéal » de la fonction lissage permet de réaliser la fonctionnalité anti-Brillouin puisque on a dans l'exemple de la Figure 4-2, DSP_{max}=4,9% (<6% qui est le critère retenu pour empêcher la diffusion Brillouin à 3ω). Les autres spectres qui donnent un lissage équivalent pour Δf=273GHz ont un nombre supérieur de raies ($\Delta f_0<1/T_r$) et vérifient, eux aussi, la fonctionnalité anti-Brillouin. **Le spectre « idéal » pour le LMJ est donc un spectre de raies uniforme et régulièrement espacées tel que Δf=273GHz.** Ce spectre présente le minimum d'élargissement minimal et vérifie les deux fonctionnalités anti-Brillouin et lissage.

La question qui se pose alors est la suivante : Est-il possible de réaliser un tel spectre avec une modulation de phase du signal optique ou dans quelle mesure peut-on s'en approcher en pratique de manière réaliste ? L'objectif de cette étude est donc de montrer le degré de faisabilité d'un tel spectre à partir d'une modulation de phase. Dans le paragraphe suivant, nous étudions les modulations de phase non sinusoïdales et leurs propriétés.

4.1.2 Quel mode de réalisation ?

Le spectre idéal pour le Laser MégaJoule est un spectre de raies uniformes et régulièrement espacées (on parlera aussi de spectre « plat »). Le cas limite d'un spectre continu uniforme est envisageable a priori. On pourrait alors imaginer l'utilisation d'une source de bruit blanc (source d'ASE par exemple) à appliquer au signal. Cette solution n'est pas satisfaisante. Sans même entrer dans des considérations techniques qui sont loin d'être triviales (technologies, performances, statistiques, etc. Le travail correspondant équivaudrait à une thèse entière), nous donnons un argument simple pour rejeter cette solution.
Le lissage nécessite un élargissement spectral minimal (cf. paragraphe 1.2.3 du chapitre 1). L'utilisation d'un spectre blanc ne peut donc pas permettre de réduire la largeur spectrale qu'aurait un spectre de raies uniformes optimisé pour le lissage. Les filtres optiques en amplitude centrés sur le spectre auraient alors toujours un impact. Or le spectre étant blanc, le spectre des battements dus à ces filtres, c'est-à-dire le spectre AM est donc composé de toutes les fréquences possibles et en particulier de basses fréquences. Or les fréquences de l'ordre de

grandeur du spectre de l'enveloppe temporelle (inférieur à 1GHz à mi-hauteur pour une impulsion LMJ) vont provoquer des déformations lentes de la forme de l'impulsion. Ceci n'est pas acceptable pour les expériences de fusion qui nécessitent une forme temporelle très précise en particulier sur la forme des « chocs » (différents paliers de la forme temporelle qui sont liés à la physique de la compression de la cible). De plus, ces modulations d'intensité basses fréquences étant issues d'une source de bruit, elles ne sont pas reproductibles et accentueraient les difficultés de synchronisation[1]. Cette première remarque rejette donc les spectres continus ne laissant comme **solutions admissibles que les spectres de raies régulièrement espacés**.

Par propriété des transformations de Fourier, si le spectre de la modulation de phase est composé de raies régulièrement espacées, l**e signal de la modulation de phase est périodique et il se décompose alors en série de Fourier** [2]. Par analogie avec les modulations de phase sinusoïdales, on introduit la fréquence de modulation, f_m, liée à la période de la modulation, T_m, par $f_m=1/T_m$. Avec les notations précédentes, on remarque de plus que $f_m= \Delta f_0$, l'espacement entre deux raies successives. On recherche alors le signal de la modulation de phase, A(t), sous la forme suivante :

$$A(t) = \exp\left(i\sum_{n=1}^{\infty} m_n \sin(2\pi n f_m t + \varphi_n) \right) \tag{2}$$

où, toujours par analogie avec les modulations de phase sinusoïdales, on appellera m_n, les différentes profondeurs de modulation. On introduit aussi les phases relatives, φ_n.

Nous venons de voir que, si la modulation de phase idéale existe, elle se décompose en série de Fourier selon l'expression (2). Avant de donner des arguments pratiques pour dire que cette solution ne pourra jamais être atteinte, on peut se poser la question suivante : cette solution existe-t-elle théoriquement ? Existe-t-il une modulation de phase donnant un spectre de raies uniforme et régulièrement espacées ? **La réponse est négative : il n'est pas possible d'obtenir ces spectres « plats » à partir d'une modulation de phase.** La démonstration originale de cette assertion est donnée en annexe 1.4. On ne cherchera donc que des solutions approchées.

[1] On rappelle que les modulations d'intensité à 2GHz sont déjà gênantes pour régler la synchronisation des faisceaux. D'autres modulations à des fréquences équivalentes seraient aussi problématiques.

En pratique, dans tous les cas, il aurait été illusoire de chercher autre chose qu'une solution approchée. Le spectre que l'on souhaite obtenir étant à support borné, la solution dans le domaine temporel, si elle avait existé, aurait été à support infini [2]. La solution aurait donc nécessité un nombre infini d'harmoniques à contribution non nulle. Or la bande passante d'un modulateur est limitée (40GHz actuellement pour les meilleurs modulateurs de phase), la décomposition ne peut être que partielle et limitée à $N_{harmoniques}$. Le signal de modulation de phase s'écrit alors :

$$A(t) = \exp\left(i \sum_{n=1}^{N_{harmoniques}} m_n \sin(2\pi n f_m t + \varphi_n) \right) \tag{3}$$

Bien que la valeur finie de $N_{harmoniques}$ empêche d'atteindre le cas idéal des spectres « plats », les modulations de phase non sinusoïdales[1] permettent d'obtenir de meilleures formes de DSP que les modulations de phase sinusoïdales. Dans la suite de ce paragraphe, on étudie alors les performances spectrales en fonction de la valeur de $N_{harmoniques}$, le nombre d'harmoniques.

Les valeurs des phases, φ_n, sont importantes. En effet, l'équation (3) montre que la modulation de phase non sinusoïdale est la convolution de la modulation de phase sinusoïdale à la fréquence fondamentale f_m par chacune de ses harmoniques (jusqu'à $N_{harmoniques}$). Les valeurs des φ_n impactent sur la manière dont interfèrent les différents spectres issus de chaque harmonique. En particulier, les DSP des modulations de phase non sinusoïdales peuvent ne pas être symétriques et le barycentre en puissance peut ne plus être la fréquence porteuse du spectre. On impose de manière arbitraire $\varphi_1=0$. Ceci fixe seulement la référence de la base de temps. Ainsi le nombre de degrés de liberté est égal à 2 $N_{harmoniques}$-1 et augmente linéairement avec $N_{harmoniques}$.

Pour quantifier la qualité du spectre, on considère simplement une fonction erreur, ε(DSP), qui est la norme de la différence entre la DSP de la modulation non sinusoïdale et la DSP idéale, c'est-à-dire les spectres « plats » (on précisera le nombre de raies considéré pour cette DSP idéale, cette valeur est un paramètre) :

$$\varepsilon(DSP) = \sqrt{\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \left(DSP(kf_m) - DSP_{ideal}(kf_m) \right)^2} \tag{4}$$

[1] Par abus de langage notre étude des modulations non sinusoïdales se limite donc aux modulations pouvant s'écrire sous la forme de l'expression (3) et on pourrait très bien appeler ces modulations des modulations multi-sinusoïdales verrouillées en phase. Néanmoins on gardera le terme générique de modulations non sinusoïdales pour parler des modulations de cette forme.

On illustre la définition prise pour la fonction ε(DSP)[1] par la Figure 4-3.

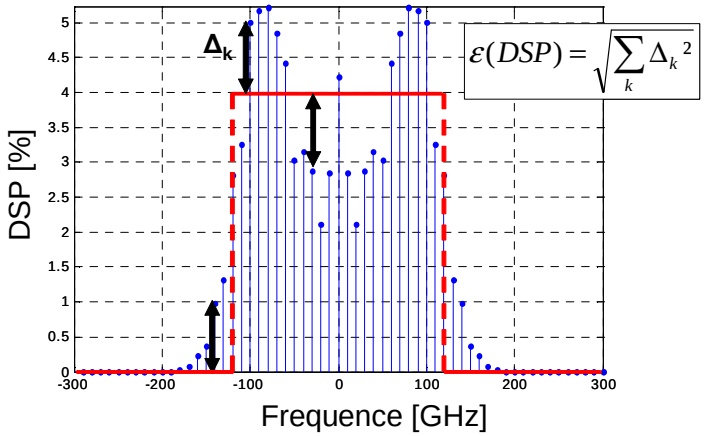

Figure 4-3 : Illustration de la fonction erreur, ε(DSP), dans le cas où la DSP idéale est un spectre "plat" à 25 raies (chaque raie contient 4% de l'énergie totale).

L'optimisation de la forme du spectre a été obtenue numériquement par un algorithme de gradient. À chaque itération, on prend un point de départ aléatoire dans l'espace à (2 $N_{harmoniques}$ -1) dimensions borné dans les valeurs possibles par [0, 2π] pour les phases et [0, 10] pour les profondeurs de modulations où $N_{harmoniques}$ est le nombre d'harmoniques. Puis on se déplace dans cette espace selon la plus grande pente, c'est-à-dire qu'on cherche la meilleure amélioration de la fonction erreur en testant chaque déplacement unité possible. On a choisi comme déplacement unité en phase une variation de ±1° et en profondeur de ±0.05. En deçà, on a supposé que l'on surestimerait nos capacités d'ajustement des paramètres sur un système réel. On effectue ensuite ces déplacements selon la meilleure pente jusqu'à atteindre un minimum local que l'on mémorise. On réitère l'opération plus de 100 000 fois afin d'obtenir le minimum global de la fonction (la certitude de l'avoir atteint n'étant pas de 100% avec une telle méthode). La Figure 4-4 représente les résultats de l'optimisation par cet algorithme pour différentes valeurs de $N_{harmoniques}$. On a arbitrairement considéré un spectre « plat » composé de 25 raies à titre d'exemple. En pratique, on a effectué l'optimisation pour tous les spectres plats à N raies avec N prenant des valeurs comprises entre 3 et 40 raies.

Pour $N_{harmoniques}$=15, le spectre est très proche du spectre idéal uniformément réparti en énergie. On constate, cependant, que l'essentiel de l'amélioration sur la fonction erreur est obtenue dès $N_{harmoniques}$=3 où le coût et la complexité de réglage sont encore faibles (3 fréquences et 5 paramètres de réglage).

[1] On ne polémiquera pas sur le choix de cette fonction erreur. Les remarques du début du chapitre ont permis d'apprécier la forme du spectre que l'on souhaite obtenir : ici, on quantifie l'erreur par rapport à une forme donnée de spectre, le choix de cet fonction ne paraît alors pas absurde. Les critères anti-Brillouin et de lissage n'entrent pas en compte à ce stade.

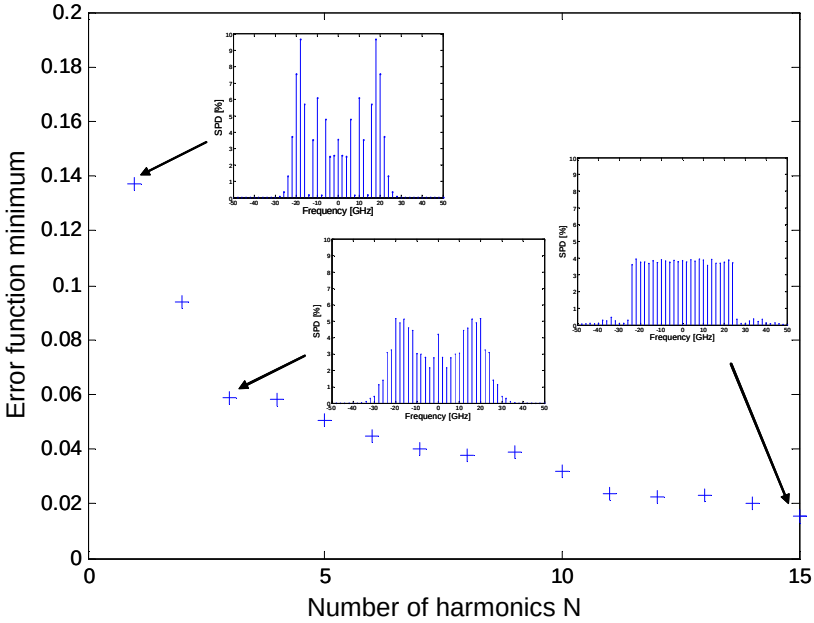

Figure 4-4 : Résultat de l'optimisation pour différentes valeurs du nombre d'harmoniques $N_{harmoniques}$: plus $N_{harmoniques}$ augmente, plus on se rapproche du spectre "plat" à 25 raies recherché. En insert, les DSP obtenues en prenant comme fréquence fondamentale de modulation f_m=2GHz.

Un autre intérêt de cette valeur $N_{harmoniques}$=3 est l'application à la fonctionnalité lissage : si on veut utiliser une modulation non sinusoïdale pour la fonctionnalité lissage, la fréquence fondamentale de la modulation devant être proche de la fréquence actuellement utilisée pour le lissage (cf. chapitre 1), à savoir 14,25GHz, seules les trois premières harmoniques seront transmises puisque les bandes passantes actuelles des modulateurs de phase n'excèdent pas 40GHz. **Nous avons donc fait donc le choix d'un système de modulation à $N_{harmoniques}$=3 harmoniques[1].**

Parmi l'ensemble des spectres que l'on peut générer à partir des modulations de phase non sinusoïdales, certains possèdent une DSP symétrique ce qui les rend particulièrement intéressants. En effet, cela évite d'avoir à décaler la longueur d'onde porteuse du laser en

[1] Que les spécialistes en algorithmes objectent un manque de pertinence dans le choix de ma méthode d'optimisation utilisée, je leur en serai gré. Bien sûr, il y a des méthodes plus brillantes et plus performantes. Néanmoins, l'optimisation dont il est question ici n'a besoin d'être faite qu'une seule fois et le résultat étant obtenu, à quoi bon raffiner ?
De raffinement, il y a eu des tentatives, toutefois. Et je ne citerai que l'étude intéressante de l'algorithme de Gerchberg-Saxton [3], utilisé, entre autres, lors du dimensionnement des lames de phase pour le lissage. J'ai testé une adaptation de cet algorithme : à chaque itération, le signal temporel de la modulation est filtré afin de ne conserver que les premières harmoniques. L'obtention des résultats est plus rapide (quelques minutes au lieu de plusieurs heures) mais les valeurs de la fonction erreur restent plus élevées que dans le cas de l'algorithme du gradient. Finalement, l'étude d'algorithmes plus rapides mais moins performants m'aura fait « perdre » plus de temps que le plus lent de mes algorithmes de gradient (sic).

considérant que les cavités laser amplificatrices sont réglées à une longueur d'onde particulière. Pour $N_{harmoniques}$=2, la DSP est une fonction paire dans le cas où $\varphi_2=\pi/2$ [π]. Dans le cas où $N_{harmoniques}$=3, les positions de symétrie sont aussi limitées par les choix des phases et il faut $\varphi_2=\pi/2$ [π] et $\varphi_3=0$ [π]. La démonstration de ces deux assertions est donnée en annexe 1.5. Heureusement, ces valeurs de phases pour les DSP symétriques correspondent également aux valeurs minimales de la fonction erreur, ε(DSP). La Figure 4-5 présente les contours de la fonction erreur pour N=3 dans le cas particulier d'un spectre « plat » à 25 raies, les profondeurs de modulation optimales ayant été déterminées auparavant (m_1=1.4, m_2 = 5.6, et m_3=0.4) .

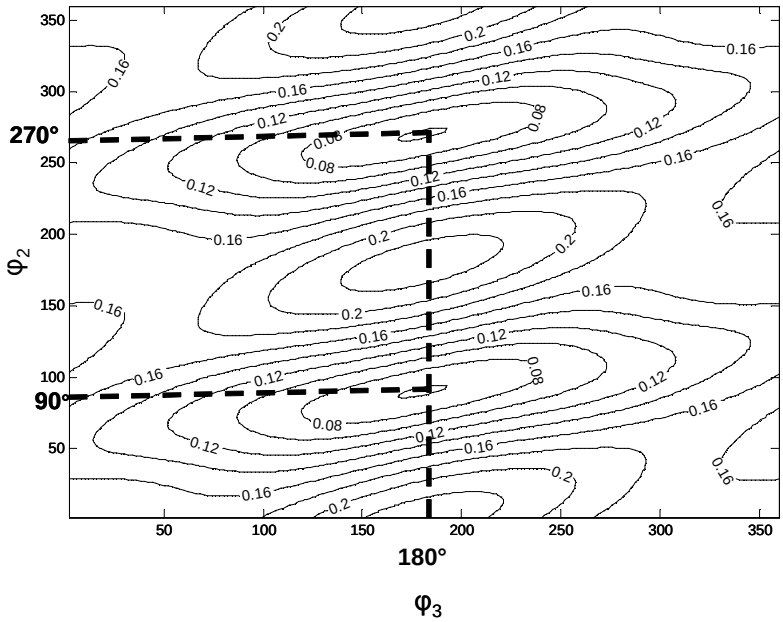

Figure 4-5: Fonction erreur dans le cas de modulation de phase non sinusoïdale avec $N_{harmoniques}$ =3 : balayage des valeurs prises par les phase φ_2 et φ_3. Dans cet exemple, on considère comme spectre de référence à atteindre le spectre "plat" à 25 raies. Ici les profondeurs de modulation sont fixées à m_1=1,4, m_2 = 5,6, et m_3=0,4. Les minima de la fonction erreur correspondent à des positions où la DSP est symétrique.

De plus, pour les solutions optimisées comprises entre 10 et 40 raies (les spectres plus larges n'ont pas été étudiés), les valeurs prises par les profondeurs de modulation de la 1ère et de la 3ème harmonique, m_1 et m_3, sont presque constantes. Ces valeurs sont respectivement m_1=1,4±0,1 et m_3=0,4±0,1. Il suffit donc de modifier la valeur de m_2 pour régler la largeur spectrale (avec $\varphi_2=\pi/2$ et $\varphi_3=\pi$). Ce résultat est illustré par la Figure 4-6.

À partir d'un choix d'une modulation sinusoïdale à 3 harmoniques et donc 5 paramètres, nous avons abouti à une série de solutions optimales à 1 degré de liberté, m_2, permettant le réglage de l'élargissement spectral. En vue d'une application pratique, cette solution est (a priori)

aussi simple à régler qu'une modulation de phase sinusoïdale. Ces deux résultats (choix particulier des phases, valeur donnée de m_1 et m_3 pour les solutions optimales) ont fait l'objet, en cours de thèse, d'une demande de brevet [4].

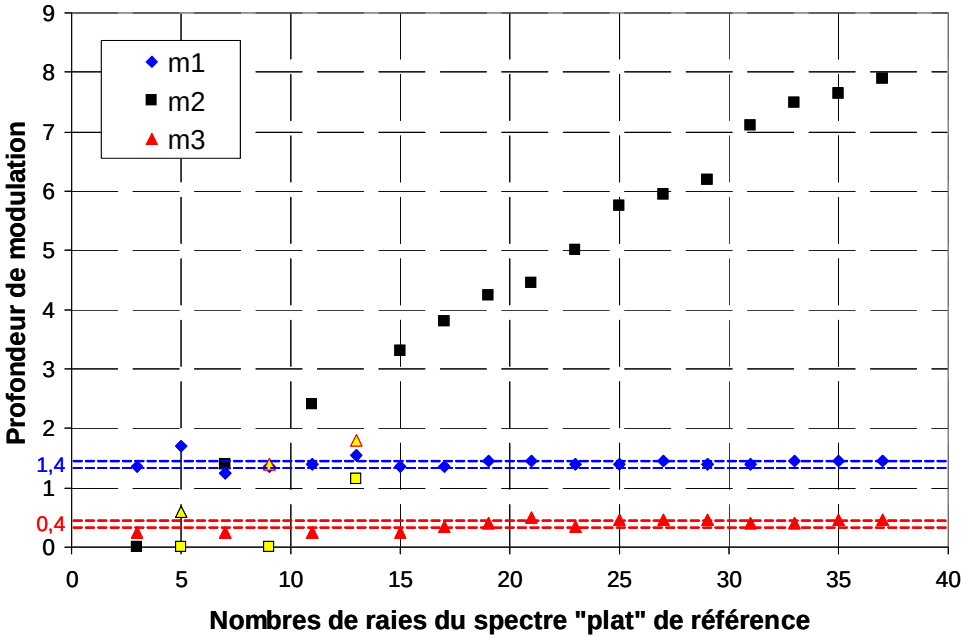

Figure 4-6 : Profondeurs de modulation dans le cas des solutions optimisées à 3 harmoniques en fonction du nombre de raies désirées : m_1 et m_3 sont quasiment constantes, seul m_2 varie. Quelques exceptions sont représentées en jaune. Mais les valeurs correspondantes à m_1, m_3 constants donnent aussi de bons résultats.

Ces résultats obtenus durant mes travaux de thèse sont originaux. De manière plus générale, par contre, les modulations de phase non sinusoïdales ont déjà été « évoquées » dans des travaux antérieurs dans deux brevets [5,6]. Dans les deux cas, le but est aussi de supprimer des effets de diffusion Brillouin avec des élargissements plus faibles, mais les résultats présentés montrent que l'étude n'a été faite que très partiellement. En effet, il est question d'un point de fonctionnement particulier des modulations de phase sinusoïdales où $m \approx 1{,}4$. C'est un point intéressant puisque la DSP correspondante dans le cas $m=1{,}43$ est composée de 3 raies d'égales énergie (cf Figure 4-7 (a)). L'idée des brevets est d'ajouter une seconde modulation de phase à la troisième harmonique ($3f_m$) avec la même valeur de profondeur de modulation : la convolution des spectres permet alors d'obtenir 9 raies équilibrées. Cette idée est ensuite généralisée aux spectres ayant un nombre de raies égal à une puissance de 3. Cependant, comme le montre la Figure 4-7 (a), l'énergie n'est pas totalement concentrée dans les 3 raies centrales. L'impact de l'énergie répartie sur les autres raies latérales (environ 10%) est importante et limite les performances de tels systèmes.

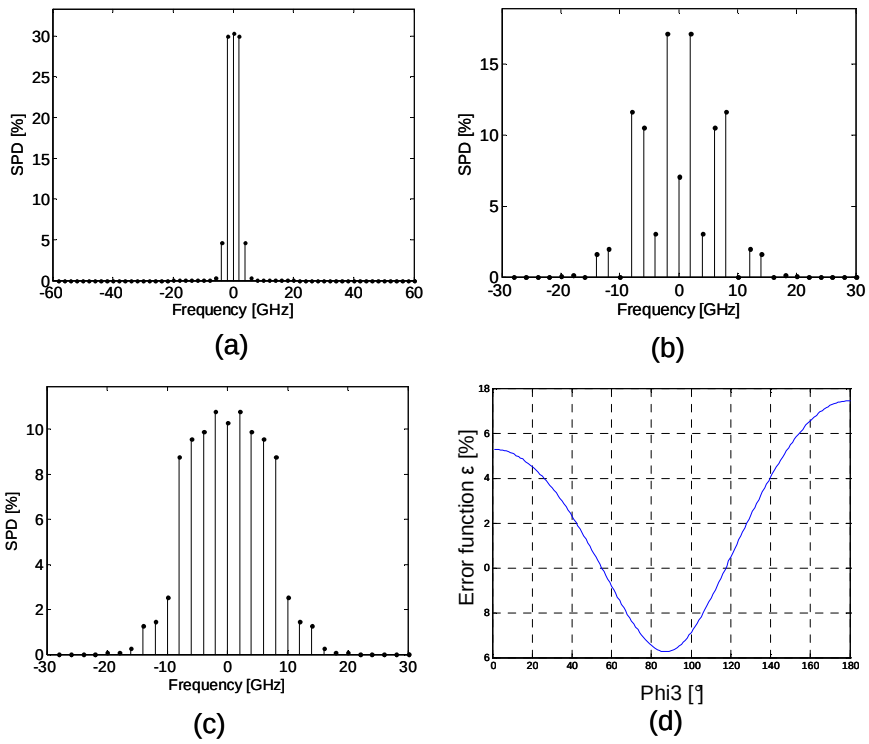

Figure 4-7 : Importance du contrôle des phases relatives : Point de fonctionnement particulier pour une modulation de phase non sinusoïdale à 2 harmoniques : f_m = 2GHz et $3f_m$ = 6GHz ayant la même profondeur de modulation m=1,4 – (a) Chaque harmonique crée un spectre de 3 raies. – (b) Si φ_3=0, comme présenté dans le brevet de la référence [6], la DSP n'est pas uniforme en puissance contenue dans les raies – (c) Un spectre « plat » à 9 raies est obtenu pour un choix judicieux de la phase relative entre les deux harmoniques: $\varphi_3=\pi/2$ [π] –(d) Évolution de la fonction erreur en fonction de φ_3.

De plus, l'importance de la phase relative entre les différentes harmoniques n'est pas prise en compte dans ces brevets, ce qui aboutit à des systèmes qui ne fonctionnent pas ou qui sont jugés par les auteurs comme instables ! Leur autocritique est naturelle en l'absence d'un contrôle précis de la phase relative comme le montrent les Figure 4-7 (b), (c) et (d). Le brevet de la référence [5] utilise différents oscillateurs pour générer les harmoniques nécessaires sans synchronisation de ces derniers : la phase relative est donc aléatoire, le système est clairement instable. Le second brevet [6] utilise un unique générateur et obtient les harmoniques utiles par multiplication de fréquence. Les harmoniques ont donc une phase relative fixe après génération mais celle-ci n'est pas contrôlée et est affectée par les différents amplificateurs, atténuateurs, filtre passe-bas et temps de propagation avant recombinaison des différentes composantes du signal envoyé au modulateur de phase. **Notre méthode met l'accent sur le contrôle de la phase et ce point clé a fait l'objet de la revendication première de notre demande de brevet.**

Après cette demande, une autre équipe en Chine a publié des résultats portant sur la même idée [7] (première publication sur le sujet postérieure de deux semaines à notre demande de brevet). L'étude, cette fois-ci, est complète et intéressante à comparer à la nôtre. La problématique concerne une nouvelle fois la diffusion Brillouin et plus particulièrement dans les fibres. L'espacement entre les raies a besoin d'être de l'ordre de 50MHz. La fréquence fondamentale de modulation est donc faible comparée aux nôtres (2 et 14,25GHz) et la bande passante du modulateur n'est donc pas limitante dans le choix du nombre d'harmoniques. Par contre, les modulateurs utilisés par cette équipe semblent limités en performance et ils ne cherchent pas de solutions au delà de m=4 (nos modulateurs peuvent être utilisés sans effets non linéaires visibles jusqu'à au moins m=10). Ces conditions initiales différentes font qu'ils aboutissent à des solutions différentes. En particulier, ils n'utilisent que des décompositions en harmoniques impaires puisqu'ils démontrent qu'en ne gardant que ces harmoniques, on obtient toujours des spectres symétriques quelles que soient les valeurs des phases relatives. Les valeurs optimisées des phases sont annoncées comme très proches de multiples de $\pi/2$ sans que ce résultat soit particulièrement souligné. En plus de résultats théoriques, cette équipe a validé expérimentalement leur système et les mesures de DSP obtenues à 7 et 11 raies sont de très bonnes qualités.

Nous avons aussi développé des prototypes et effectué des mesures expérimentales des solutions que nous proposons. Cela fait l'objet du paragraphe suivant.

4.2 Réalisations pratiques

Deux prototypes ont été développés au cours de cette thèse afin de vérifier expérimentalement la faisabilité des spectres « plats » et leur impact sur les performances laser (abordé au chapitre 5).

Dans les deux cas, nous avons décidé de combiner les harmoniques du signal au niveau électrique afin de n'utiliser qu'un seul modulateur de phase comme le montre le schéma de principe de la Figure 4-8. D'autres configurations pourraient être envisagées. En particulier, on pourrait imaginer utiliser un modulateur de phase pour chaque harmonique. Bien qu'utilisant les mêmes principes (lignes à retard, déphaseurs), le contrôle de la phase dans le domaine électrique est beaucoup plus aisé que dans le domaine optique.

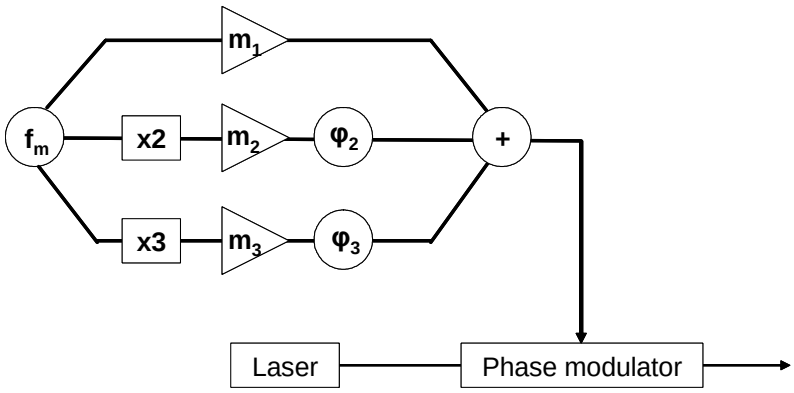

Figure 4-8 : Schéma de principe de la réalisation d'une modulation de phase non sinusoïdale.

La différence entre les deux systèmes est la fréquence fondamentale de modulation. Nous avons donc :

- Un générateur de signaux 2/4/6/8GHz qui a permis de valider la possibilité de générer des spectres optiques de formes variées. Nous avons pu effectuer des mesures de rétrodiffusion Brillouin ainsi que des mesures de taux de modulation temporels après conversion FM-AM. Ce générateur a été dimensionné très tôt, c'est la raison pour laquelle il présente 4 harmoniques. Nous avons montré, a posteriori, qu'un système à 3 harmoniques présentait des performances proches et suffisantes pour l'application visée.
- Un générateur de signaux 10/20/30GHz permettant de réaliser des expériences de lissage et de conversion de fréquence avec des spectres de largeur comparable à celle du LMJ. Le choix de prendre des harmoniques de la fréquence 10GHz au lieu de 14,25GHz est arbitraire et on pourrait très bien envisager un système équivalent à 14,25/28,5/42,75GHz.

Le premier système, qui est un système bien moins onéreux que le second compte tenu des fréquences mises en jeu, a permis de valider les premiers concepts. Il a également permis de préciser le cahier des charges pour la spécification du second. De plus, et c'est un atout fort, la conversion FM-AM reste dans une gamme de fréquence accessible aux oscilloscopes temps réel (bande passante 15GHz). Nous donnons une illustration des deux systèmes Figure 4-9. Le second a été dimensionné au plus proche d'une éventuelle exploitation sur une chaîne LIL ou LMJ.

(a) (b)

Figure 4-9 : Photos des deux générateurs hyperfréquences utilisés pour les modulations de phases non sinusoïdales : (a) système à 2/4/6/8GHz - (b) système à 10/20/30GHz.

Afin d'effectuer les mesures des spectres optiques, nous avons utilisé deux systèmes de mesures différents selon le générateur utilisé :

- Pour le système 2/4/6/8GHz, nous avons utilisé un interféromètre de Fabry-Pérot à balayage fibré. C'est un système interférométrique à forte sélectivité spectrale dont l'accord en longueur d'onde est réalisé à l'aide d'une cale piézoélectrique. Il y a plusieurs inconvénients à un tel système. Le balayage est lent (période du piézoélectrique <100Hz et généralement utilisé à 10Hz), on a donc besoin de faire fonctionner la modulation de phase en continu. De plus, un tel système est limité par son intervalle spectral libre (ISL) qui est ici de 40GHz. On ne peut donc observer au maximum que 20 raies espacées de 2GHz. En pratique, on s'est limité à 15 raies pour être certain d'éviter tout phénomène de recouvrement.

- Pour le système 10/20/30GHz, nous avons utilisé un réseau de dispersion. En effet, la résolution spatiale d'un réseau est suffisante pour séparer 2 composantes spectrales séparées de 10GHz. C'est d'ailleurs le principe du lissage optique. Nous avons donc, pour observer les spectres, modifié l'expérience du lissage (que l'on détaillera dans le chapitre 5) pour créer un spectromètre avec une résolution spectrale suffisante. L'avantage d'une telle voie de mesure est multiple. Elle peut se faire sur une impulsion courte. En pratique, la mesure a été effectuée sur une impulsion d'environ une nanoseconde. Elle est faite en fin de trajet optique concernant l'expérience du lissage : des problèmes sur la transmission du spectre peuvent ainsi être détectés.

Enfin, il n'y pas de limite spectrale d'observation gênante, hormis la taille de la caméra (correspondant à une trentaine de raies espacées de 10GHz). En pratique, nous avons utilisé un réseau plan gravé avec une densité de traits de 1740traits.mm^{-1}. L'éclairage du faisceau est fait à un angle d'incidence de 73° et avec un faisceau collimaté de 7mm de diamètre. Cela correspond à un système dispersif ayant une résolution spectrale de 7GHz environ (cf. Chapitre 1, équation (17)).

La Figure 4-10 représente des résultats obtenus à l'aide du système Fabry-Perot dans le cas de modulations de phase sinusoïdales et non sinusoïdales de fréquence fondamentale f_m=2GHz.

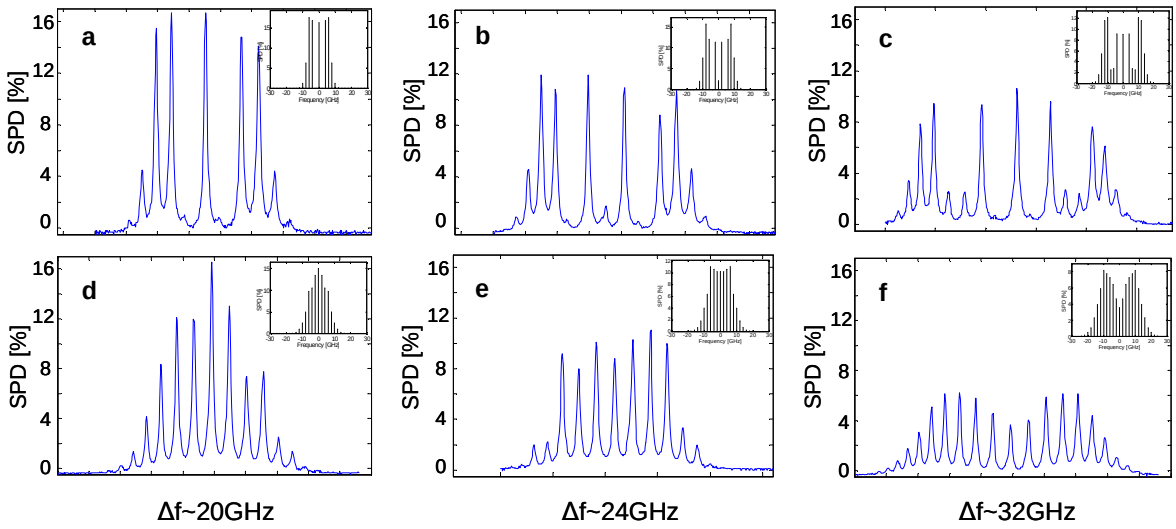

Figure 4-10 : Ligne supérieure: Différentes densités spectrales de puissance (DSP) dans le cas de modulations de phase sinusoïdales pour f_m=2GHz – Ligne inférieure: DSP dans le cas de différentes modulations de phase non sinusoïdales avec le système 2/4/6/8GHz optimisées pour être des spectres « plats ». En insert, on donne les DSP attendues de manière théorique.

Les spectres obtenus avec le système 2/4/6/8GHz sont en accord avec les simulations et il est possible d'obtenir des spectres ayant une meilleure distribution de l'énergie dans ces différentes raies que dans le cas des modulations sinusoïdales. La principale limitation à la qualité des résultats expérimentaux provient de la méthode de mesure : on s'aperçoit que lorsque l'on cherche à obtenir des spectres ayant plus d'une dizaine de raies, la transmission du Fabry-Pérot pour les raies les plus éloignées s'effondre considérablement et ceci dans le cas sinusoïdal et non sinusoïdal (spectre (c) et (f) de la Figure 4-10).

Ces résultats nous ont poussés à concevoir le système 10/20/30GHz. Ainsi, de la même manière, nous présentons en Figure 4-11 quelques résultats obtenus avec le spectromètre à réseau pour des modulations à la fréquence de modulation fondamentale f_m=10GHz dans le cas sinusoïdal et non sinusoïdal.

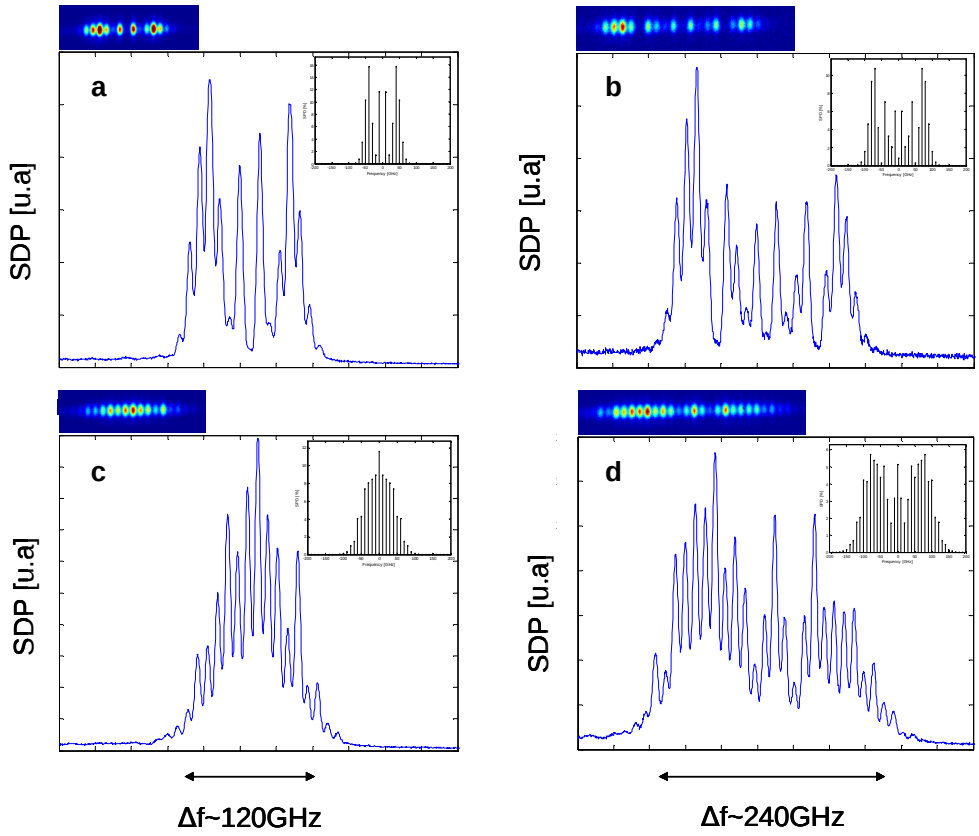

Figure 4-11 : Ligne supérieure: Différentes densités spectrales de puissance (DSP) dans le cas de modulations de phase sinusoïdales pour f_m=10GHz – Ligne inférieure: DSP dans le cas de différentes modulations de phase non sinusoïdales avec le système 10/20/30GHz optimisées pour être des spectres « plats ». En insert, on donne les DSP attendues de manière théorique. Au dessus des spectres, illustration de l'image d'origine du spectromètre : les figures sont des coupes 1D de ce qui a été observé.

Les spectres sont, là aussi, similaires à ce qui était attendu d'après les résultats de simulations et on obtient des spectres « plats » grâce au système 10/20/30GHz. L'exemple du spectre (c) montre un cas où le spectre aurait pu être mieux réglé, l'image du spectromètre étant trompeuse au moment de l'enregistrement. Le spectre (d), quant à lui, est plus proche de ce qu'on attendait en théorie. Cette dernière remarque peut paraître étrange tant le spectre semble déformé par une forte pente. Cela n'est pas dû à la modulation de phase en soi puisque, dans le cas sinusoïdal, la déformation est identique. Cela est dû au fait que l'observation du spectre a lieu après passage dans une cavité régénératrice qui présente une fonction de transfert qui filtre fortement une partie du spectre à cause de la courbe de gain du barreau d'amplification couplé à un grand nombre de passage dans la cavité (cf. chapitre 2 pour la modélisation[1]). Une mesure du spectre en mode relaxé donne la courbe de gain de la cavité : on a observé la même forme de courbe de gain, validant notre hypothèse. Il faut donc faire abstraction de

cette fonction de transfert pour valider la forme des spectres générés au niveau du modulateur de phase.

Les prototypes des systèmes de modulations de phase non sinusoïdales permettent donc, comme on l'attendait, de générer des formes de spectres optiques variées et en particulier des spectres dits « plats ». On s'attend désormais à ce que ces spectres « plats » soient aussi efficaces sur le LMJ pour le lissage et la fonction anti-Brillouin, l'avantage de ces spectres étant d'avoir une occupation spectrale moindre. Ces vérifications font l'objet du chapitre 5. En cette fin de chapitre concernant les modulations de phase non sinusoïdales, je donne quelques résultats importants en vue d'une exploitation de ces modulations sur un système comme le Laser MégaJoule.

Impact système sur le Laser MégaJoule de la mise en place d'un système de modulation non sinusoïdale

Qu'impliquerait le passage de la modulation de phase actuelle à une nouvelle solution de type non sinusoïdale ? La modification du signal de modulation n'entraîne que le remplacement des générateurs hyperfréquences associés. Sachant qu'il n'y a que 4 sources pour l'ensemble des 240 faisceaux laser, cela n'entraîne « que » la modification des 4 générateurs hyperfréquences. Du point de vue de la chaîne laser proprement dite, la modification est minime et donc envisageable.

Cependant un contrôle de l'élargissement est nécessaire. Il est interdit d'effectuer un tir laser sans certitude absolue que la fonction anti-Brillouin est réalisée. Aujourd'hui cette sécurité est obtenue grâce au diagnostic d'élargissement spectral (DES). Présenté au paragraphe 1.2.3, ce DES vérifie l'élargissement spectral en utilisant, hélas, certaines propriétés des modulations sinusoïdales : puisqu'il n'y a qu'un seul degré de liberté dans le cas des modulations de phase sinusoïdale (m, la profondeur de modulation), élargissement et niveau maximal de DSP sont liés. Ainsi, pour vérifier que l'on reste bien sous un niveau seuil de DSP, il suffit de vérifier que l'on a un élargissement suffisant. Dans le cas des modulations non sinusoïdales, on peut obtenir à élargissement équivalent des spectres aussi bien en dessous qu'au dessus d'un niveau seuil de DSP : l'élargissement n'est pas un critère assurant la fonctionnalité anti-Brillouin. De plus, toujours dans le paragraphe 1.2.3, on a vu que, dans le cas de la

[1] Bien que non observé dans le domaine temporel, un spectre déformé de cette manière donne une importante modulation d'intensité par conversion FM-AM.

modulation de phase sinusoïdale, l'absence de diffusion Brillouin à 3ω assure de l'absence de diffusion Brillouin à 1ω, ce qui devra être vérifié dans le cas des modulations de phase non sinusoïdales proposées. **Par conséquent, si l'on modifie la fonction anti-Brillouin avec une modulation de phase non sinusoïdale, il faut concevoir un nouveau DES.**

L'étude de la conception d'un nouveau DES a été menée en parallèle à ces travaux de thèse et les résultats de cette étude ne sont pas présentés dans ce mémoire. Dans le chapitre 6 qui synthétise l'ensemble des résultats et où l'on propose des solutions optimisées de modulation de phase, on soulignera les cas nécessitant ou non la modification du DES.

4.3 Stabilité des systèmes proposés

Les résultats expérimentaux obtenus avec les prototypes décrits précédemment sont des résultats de laboratoire où le signal de modulation est réglé par observation du spectre optique. Aujourd'hui, il n'est pas prévu d'observation directe du spectre optique sur le LMJ, seul le diagnostic d'élargissement spectral (DES) vérifie un critère d'élargissement et autorise ou non l'impulsion laser à être propagée dans la chaîne de puissance. Cela n'est pas un problème en soi puisque le réglage du spectre pourra être fait en amont de la mise en place du système sur l'installation et les paramètres du signal modulant mémorisés. Néanmoins, en pratique, cela veut dire que le signal de modulation de phase devra être un signal stable et répétable au cours du temps afin que le système reste performant et ne nécessite pas une assistance humaine permanente.

Lors de l'encadrement du stage de D. Gauthier [8], nous avons effectué une étude en stabilité de nos systèmes de modulation afin d'estimer la probabilité de mise en défaut du système, d'obtenir une idée de la fréquence de la reprise des réglages ou encore de pointer les paramètres critiques du générateur et les améliorations techniques à apporter au système.

Les critères de stabilité utilisés ne concernent pas la fonction erreur utilisée pour l'optimisation des spectres. En effet, les spectres doivent en priorité être performants du point de vue du lissage et de la fonctionnalité anti-Brillouin. On s'intéressera dans un premier temps au lissage puis à la fonction anti-Brillouin. Concernant le lissage optique, on prend comme critère, l'expression analytique du contraste aux temps longs, C_∞. On rappelle que dans le cas d'une modulation sinusoïdale :

$$C_\infty = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)^4}$$

Cette expression peut encore s'écrire :

$$C_\infty = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} DSP(nf_m)^2}$$

Cette fonction peut être extrapolée théoriquement au cas d'une modulation de phase non sinusoïdale (comme on le démontre en annexe 1.7) et on utilisera cette expression pour qualifier le lissage et sa stabilité. La validation expérimentale de cette assertion est donnée au chapitre 5.

Pour ce qui est de la fonction anti-Brillouin, c'est le niveau maximal de la DSP qui est le critère important (cf. chapitre 1). De la même manière, on justifiera expérimentalement cet argument au cours du chapitre 5.

Dans le cas des modulations de phase utilisées sur le LMJ, on a vu en début de chapitre que la modulation de phase du lissage avait été dimensionnée afin d'obtenir C_∞=22% (m=15, f_m=14,25GHz à 3ω) et le niveau maximal de DSP à 3ω, noté $DSP_{max_3\omega}$, valait $DSP_{max_3\omega}$=6,1% (m=21, f_m=2GHz à 3ω). On considère par la suite, et cela de manière arbitraire, qu'en cas d'instabilité des paramètres, on a toujours un lissage correct si C_∞<25% et que la fonction anti-Brillouin est réalisée si $DSP_{max_3\omega}$ <8%.

On considère que les sources d'instabilité peuvent être les suivantes (résumées visuellement sur le schéma de la Figure 4-12) :

- Les amplificateurs peuvent être instables et vieillir au cours du temps et cela de manière aléatoire entre deux vérifications. Les amplificateurs peuvent n'impacter qu'une harmonique (incertitudes notées σ_{mi}) ou être communs à l'ensemble du signal (incertitude notée $\sigma_{m\Sigma}$).
- Les phases relatives entre les différentes harmoniques peuvent être instables pour plusieurs raisons : on utilise un composant déphaseur dont le déphasage dépend d'une tension de commande qui peut fluctuer[1] et, puisque le réglage en puissance des voies

[1] Si le déphasage est une ligne à retard réglable par contre, on peut lui supposer une grande stabilité.

modifie la phase de l'harmonique correspondante, la fluctuation des amplificateurs impacte de manière corrélée la valeur de la phase de l'harmonique. On note ces incertitudes $\sigma_{\varphi i}$.

- La transmission du signal au modulateur peut se dégrader au cours du temps par vieillissement du modulateur de phase (similaire à un défaut d'amplification sur l'ensemble du signal et est comprise dans l'expression de l'incertitude $\sigma_{m\Sigma}$).
- N'oublions pas la précision de réglage de l'utilisateur qui n'est pas infinie aussi bien en phase qu'en amplitude.

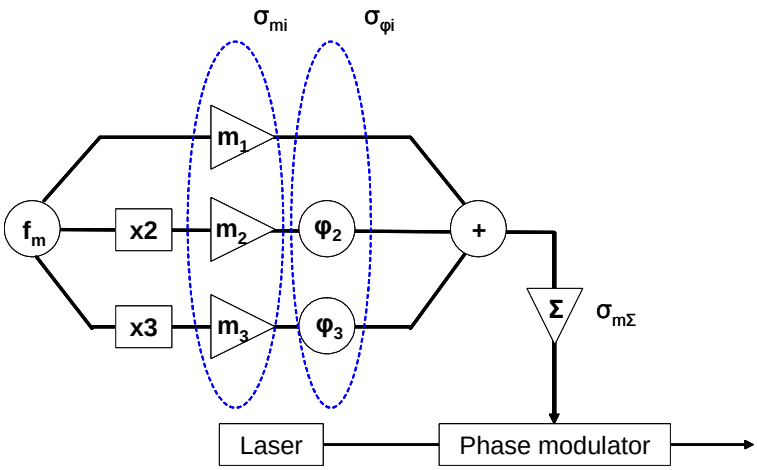

Figure 4-12 : Schéma des différentes sources d'instabilité possibles du signal de modulation

Ces sources d'instabilité étant aléatoires, on essaye de les décrire par des distributions de probabilités « réalistes ». On modélise le fonctionnement d'un amplificateur électrique par une distribution de 10 000 points comme la concaténation de deux distributions gaussiennes d'écart type égal à 1% de la valeur moyenne pour les valeurs supérieurs et de 3x1% pour les valeurs inférieures afin de prendre en compte le fait qu'un amplificateur aura plutôt tendance à délivrer des tensions plus faibles au fil du temps. Les valeurs extrêmes (pied de la gaussienne au-delà de 3 fois l'écart type) sont retirées de la distribution et sont considérées comme des pannes. On prend une distribution similaire pour traduire l'impact d'une variation de tension sur l'ensemble du signal puisqu'il y a un amplificateur commun aux trois fréquences différentes (les distributions sont donc partiellement corrélées). De telles distributions ressemblent à l'histogramme donné en Figure 4-13 :

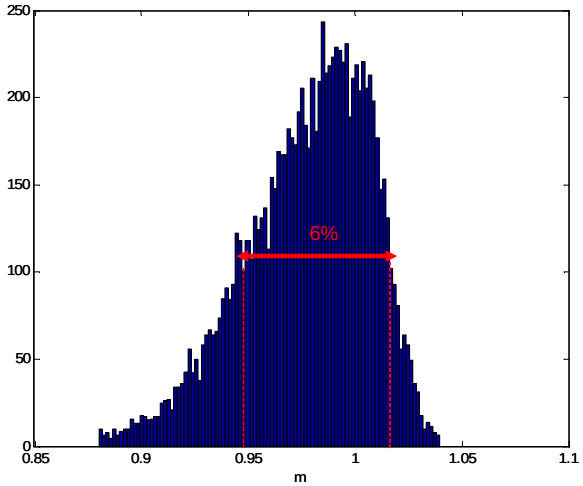

Figure 4-13 : Distribution des profondeurs de modulation utilisée pour les simulations de stabilité. Ici, m est normalisé à 1.

Cette distribution présente une variation à mi-hauteur d'environ 6% de la valeur moyenne, ce qui nous paraît réaliste comme niveau de précision que l'on peut espérer avoir durant le vieillissement d'un tel système entre deux vérifications.

Nous avons pris comme point de fonctionnement pour le lissage le point suivant des modulations de phase non sinusoïdales (justifié par des résultats expérimentaux au chapitre 5) : f_m = 14,25GHz ; m_1= 1,4 ; m_2 = 4,5 ; m_3=0,45 ; $\varphi_2=\pi/2$; $\varphi_3=\pi$. En utilisant la formule du contraste aux temps longs en fonction de la DSP, on trouve que $C_\infty \approx 21\%$, soit un lissage équivalent à la fonction lissage nominale.

On applique alors les distributions définies ci-dessus pour les différentes valeurs de m et on compare les valeurs de contraste aux temps longs obtenues Figure 4-14 :

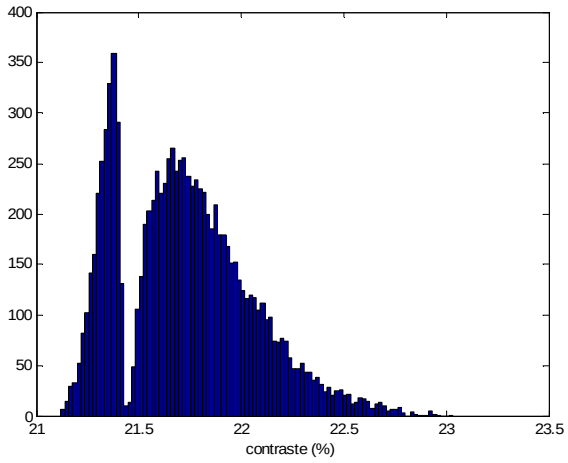

Figure 4-14 : Histogramme des valeurs du contraste aux temps longs pour une instabilité autour du point de fonctionnement lissage équivalent avec des distributions pour les profondeurs de modulations de la forme de la Figure 4-13.

On obtient des valeurs de contrastes aux temps longs admissibles par rapport à ce que l'on s'était fixé. Et le contraste ne dépasse jamais la valeur de 23% pour une valeur moyenne inférieure à 22,5%[1].

Néanmoins, il faut tenir compte des phases relatives qui pourraient être mal contrôlées ou mal réglées. Nous avons effectué les mêmes simulations avec des phases déréglées de ±10° et la valeur du contraste maximal simulé reste inférieure à 24%. Cette valeur de lissage dégradé correspond au spectre de la Figure 4-15 qui est déjà fortement dégradé par rapport aux spectres que nous avons pu régler dans les cas pratiques mentionnés plus haut dans ce chapitre.

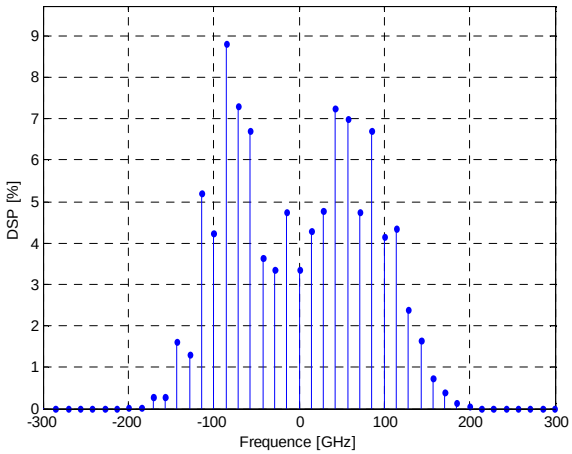

Figure 4-15 : Spectre associé au point de la distribution du contraste aux temps longs le plus dégradé (C_∞=24,5%) de paramètres m_1=1,242, m_2=3,888, m_3=0,418, φ_2=80°, φ_3=190°. Le spectre est plus étroit et dissymétrique que le spectre visé.

Concernant une éventuelle utilisation pratique sur le LMJ pour remplacer la fonction lissage, on s'aperçoit que le système proposé est stable du point de vue du critère sur le contraste aux temps longs.

On a effectué la même étude la fonctionnalité anti-Brillouin à 3ω. On a pris le même point de fonctionnement des modulations non sinusoïdales car avec les mêmes paramètres, on a $DSP_{max_3\omega}$=5,9%. On trouve alors la distribution des valeurs de DSP en supposant les phases parfaitement fixes (cf. Figure 4-16) :

[1] La distribution de la Figure 4-14 n'est pas gaussienne et n'a pas de raison de l'être.

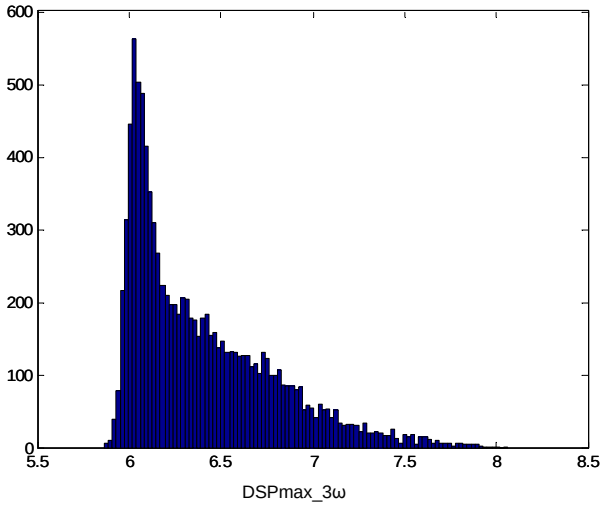

Figure 4-16 : Histogramme des valeurs de $DSP_{max_3\omega}$ pour une instabilité autour du point de fonctionnement anti-Brillouin équivalent avec des distributions pour les profondeurs de modulations de la forme de la Figure 4-13.

Dans le pire des cas, nous atteignons $DSP_{max_3\omega}$=8%, valeur limite que l'on s'autorise à 3ω. Si on effectue les même simulations avec une erreur de déphasage de 2° au maximum, il est possible d'avoir $DSP_{max_3\omega}$=8,6% dans le cas le plus défavorable, ce qui n'est pas admissible.
Une possibilité pour gagner en stabilité serait alors de dégrader légèrement la position d'utilisation de la modulation de phase non sinusoïdale, en prenant par exemple le point suivant : m_1= 1,4 ; m_2 = 5 ; m_3=0,45 ; $\varphi_2=\pi/2$; $\varphi_3=\pi$. Le niveau maximal de DSP dans le cas le plus défavorable passe alors à 7,4% dans le cas où les phases sont stables et à 7,9% dans le cas où on autorise 2° d'incertitude sur les valeurs des phases. Si on est capable de régler les phases avec une telle précision, cette solution serait alors admissible.
Cependant, nous pouvons conclure sur le fait que les solutions employant des modulations de phase non sinusoïdales sont quand même fortement instables du point de vue du critère anti-Brillouin à 3ω. D'autres arguments donnés au chapitre 5 viendront étayer le fait qu'il convient d'utiliser les modulations de phase non sinusoïdales pour remplacer la fonction lissage sur le LMJ plutôt que la fonction anti-Brillouin.

4.4 Vers une validation expérimentale

Dans ce chapitre, nous avons montré théoriquement et expérimentalement qu'il était possible d'obtenir des spectres « plats » à partir de modulations de phase non sinusoïdales. Par des

critères simples, ces spectres sont censés (avec un bon choix des paramètres) assurer les fonctionnalités lissages et anti-Brillouin tout en occupant une bande spectrale plus étroite. Ce dernier point doit permettre de minimiser la conversion FM-AM de l'ensemble de la chaîne et améliorer le rendement de conversion du SCF. Dans les deux derniers chapitres, la démarche est alors la suivante :

- Vérifier que les critères utilisés pour qualifier les fonctionnalités lissage et anti-Brillouin traduisent correctement les phénomènes physiques mis en jeu au niveau du LMJ. On vérifiera le cas des modulations de phase sinusoïdales en guise de référence et on effectuera les mêmes expériences validant les performances des modulations de phase non sinusoïdales. Une fois que les expériences auront justifié la validité des modèles analytiques, nous pourrons extrapoler les résultats aux cas spécifiques du LMJ.
- De la même manière, il convient de vérifier expérimentalement que l'utilisation des modulations de phase non sinusoïdales peut minimiser la conversion FM-AM et améliorer le rendement de conversion de fréquence. Les modèles, une fois vérifiés expérimentalement, pourront alors donner lieu à des extrapolations au cas du LMJ.
- Avec les différents modèles vérifiés expérimentalement, on pourra effectuer une synthèse des différents résultats et proposer différents compromis en fonction des besoins du LMJ. Parmi ces différents compromis, je me permettrai d'émettre mon opinion sur leur faisabilité, performance et stabilité afin d'obtenir la solution qui serait considérée comme la meilleure.

Les deux premiers points font l'objet du chapitre 5. Tandis que le dernier point fait l'objet du chapitre 6 qui conclut cette thèse.

Références

1. J. R. Carson, “Notes on the theory of modulation’, Proc. IRE, Vol.10, pp.57-64 (1922)
2. J-M. Bony, “Cours d’analyse”, Éditions de l’École Polytechnique (2001)
3. R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, Optik 35, 237 (1972)
4. S. Hocquet and D. Penninckx : Patent application, FR 08 56475
5. S. K. Korotky, United States Patent, patent number 5,566,381 (1996)
6. R. T. Logan, R. D. Li, United States Patent, patent number 6,282,003 (2001)
7. Y. Dong, Z. Lu, Q. Li, et Y. Liu : “Broadband Brillouin slow light based on multifrequency phase modulation in optical fibers”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol.25, No 12 (2008)
8. D. Gauthier : « Étude de la stabilité des modulations de phase non sinusoïdales », rapport de stage, CEA (2009)

Chapitre 5

Impact de la modulation de phase non sinusoïdale sur les performances laser

5 Impact de la modulation de phase non sinusoïdale sur les performances laser 125

5.1 Contrôle de la fonctionnalité anti-Brillouin 125

5.1.1 Éléments théoriques 126

5.1.2 Vérification expérimentale 129

5.1.3 Extrapolation au cas du Laser MégaJoule 132

5.2 Contrôle de la fonctionnalité lissage 134

5.2.1 Éléments théoriques 134

5.2.2 Vérification expérimentale 138

5.2.3 Extrapolation au cas du Laser MégaJoule 143

5.3 Réduction de la conversion FM-AM 152

5.3.1 Éléments théoriques 153

5.3.2 Vérification expérimentale 155

5.3.3 Extrapolation au cas du Laser MégaJoule 159

5.4 Amélioration du rendement de conversion de fréquence 161

5.4.1 Éléments théoriques 161

5.4.2 Vérification expérimentale 162

5.4.3 Extrapolation au cas du Laser MégaJoule 165

Références : 169

« Il importe en peinture, que le portrait ressemble au **modèle***, mais non pas le* **modèle** *au portrait. »*

(Paul-Jean Toulet, Le carnet de monsieur de Paur)

5 Impact de la modulation de phase non sinusoïdale sur les performances laser

Le principe des modulations de phase sinusoïdales a été décrit au chapitre 4. Nous avons proposé une solution technique applicable au LMJ et démontré expérimentalement sa faisabilité. Parmi les spectres optiques réalisables, nous avons retenu les spectres dits « plats », c'est-à-dire où l'énergie est mieux répartie entre les différentes raies du spectre. En effet, des considérations simples sur les fonctionnalités anti-Brillouin et lissage nous suggèrent que les spectres « plats » permettent d'atteindre les mêmes performances en termes de suppression de la diffusion Brillouin et en qualité de lissage optique et ceci avec des élargissements spectraux moindres. Dans ce chapitre, nous justifions analytiquement la pertinence de ces considérations et vérifions expérimentalement leur validité. L'objectif plus général de ce chapitre est de mesurer quantitativement l'impact des modulations de phase non sinusoïdales sur les performances laser : en plus des fonctionnalités d'élargissement, dans quelles mesures ces modulations de phase peuvent modifier la conversion FM-AM et le rendement de conversion de fréquence?

5.1 Contrôle de la fonctionnalité anti-Brillouin

La démarche suivie dans ce paragraphe est la suivante. Tout d'abord, je rappelle la manière dont a été dimensionnée la fonction anti-Brillouin sur le LMJ, en m'appuyant sur ce qui a déjà été écrit dans le chapitre 1 (paragraphe 1.2.3). Ces rappels permettent alors, à la fois, de justifier l'intérêt des solutions de type « spectres plats » et donnent un moyen de comparer les performances des spectres de modulation de phase sinusoïdale et non sinusoïdale en terme de suppression de la diffusion Brillouin. Je présente en particulier une mise en œuvre expérimentale de ce principe et les résultats associés. Nous concluons ce paragraphe par une extrapolation numérique au cas du LMJ et une quantification du rétrécissement de la largeur spectrale de la modulation de phase anti-Brillouin « optimisée ».

5.1.1 Éléments théoriques

De manière simplifiée, un phénomène de diffusion Brillouin est défini par deux paramètres : le gain de l'amplification Brillouin et la largeur spectrale de la raie Brillouin. Ces deux paramètres dépendent du matériau utilisé. La valeur de la puissance seuil de la diffusion Brillouin stimulée est quant à elle fixée par la configuration de l'expérience : longueur d'interaction, géométrie de l'optique considérée, durée de l'impulsion et longueur d'onde. Au-delà de cette puissance seuil, la diffusion Brillouin stimulée devient prépondérante : l'évolution avec la puissance étant exponentielle, on passe rapidement d'une diffusion infime à un fort taux de diffusion.

En utilisant une modulation de phase périodique, on répartit l'énergie de l'impulsion sur un spectre de raies régulièrement espacées : si les raies sont espacées d'une distance supérieure à la largeur spectrale d'amplification Brillouin, c'est directement la puissance de ces raies qui est à comparer à la puissance seuil Brillouin et qui détermine le niveau de diffusion Brillouin. En particulier, c'est la raie transportant la puissance la plus importante qui est à surveiller ou en d'autres termes, la valeur maximale de la densité spectrale de puissance. Cet argument était déjà une justification de la « quête des spectres plats » que nous avons menée au chapitre 4 : en répartissant mieux l'énergie entre les différentes raies, on peut obtenir un même niveau maximal de DSP pour des spectres plus étroits que dans les cas des modulations de phase sinusoïdales. La question est alors la suivante : comment effectuer une vérification expérimentale de l'intérêt des modulations de phase non sinusoïdales du point de vue de la suppression de la diffusion Brillouin?

Sur le LMJ, la diffusion Brillouin risque d'apparaître en fin de chaîne lorsque l'énergie de l'impulsion laser est maximale : la diffusion serait alors transverse et pourrait très fortement endommager les composants optiques en jeu. Tester les spectres de modulation de phase en se mettant dans la configuration du LMJ (par exemple, en utilisant la LIL, son prototype) et en mesurant un niveau de diffusion transverse (et donc d'endommagement) est inenvisageable. Il convient donc de trouver une expérience où l'on pourra extrapoler les résultats au cas du LMJ.

D'après le paragraphe précédent, j'ai rappelé que chaque phénomène de diffusion Brillouin était caractérisé par un niveau de puissance seuil à ne pas dépasser dans une bande spectrale donnée. Ainsi, toutes les configurations de diffusion Brillouin stimulée fonctionnent de manière similaire relativement au niveau de puissance seuil et la largeur de la bande Brillouin à considérer. En mesurant le comportement des spectres de modulation de phase pour une

configuration, on peut alors directement extrapoler les résultats à une configuration quelconque et en particulier, celle du LMJ. C'est pourquoi nous avons choisi d'effectuer des mesures de rétrodiffusion Brillouin dans des fibres.

Nous rappelons, tout d'abord, les valeurs de largeur de raie Brillouin, $\Delta\upsilon_B$, présentées au chapitre 1 :

- Cas de la rétrodiffusion dans les fibres à 1053nm : $\Delta\upsilon_B$~50MHz
- En diffusion transverse à 351nm : $\Delta\upsilon_B$~200MHz

Or l'espacement entre les raies a été choisi de sorte que $f_m > \Delta\upsilon_B$ (f_m=2GHz) dans le cas transverse à 351nm sur le LMJ, cette condition reste valable dans le cas des mesures que nous effectuons dans les fibres.

Second choix, nous décidons de nous positionner à niveau de rétrodiffusion Brillouin constant et on mesure, pour chaque spectre, la puissance nécessaire à l'injection pour obtenir ce niveau de retour Brillouin. En effet, l'évolution de la diffusion Brillouin évoluant de manière exponentielle, mesurer la diffusion Brillouin à puissance constante pour différents spectres serait non démonstratif : en modifiant la largeur spectrale, on passerait trop rapidement d'un retour Brillouin prépondérant à l'absence de diffusion. Le schéma de la Figure 5-1 montre l'évolution attendue dans le cas d'une expérience à retour Brillouin constant. En effet, la puissance seuil pour un retour donné est obtenue par mesure de la puissance injectée en entrée sans élargissement spectral. Lorsqu'on élargit le spectre, le retour Brillouin disparaît. En effet, bien que la puissance totale de l'impulsion reste constante, le niveau maximal de la DSP est passé sous la valeur de la puissance seuil supprimant la diffusion Brillouin. Pour voir réapparaître le retour Brillouin, il suffit d'augmenter la puissance de l'impulsion jusqu'à ce que le niveau maximal de la DSP repasse au dessus de la puissance seuil.

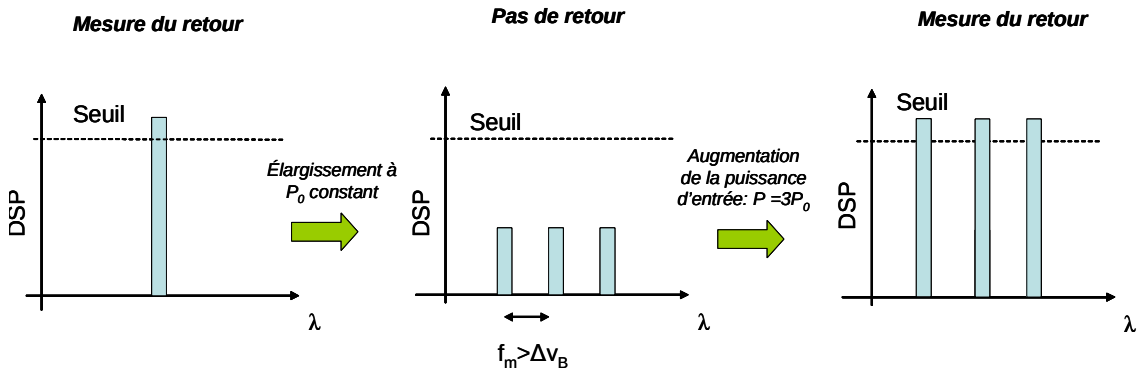

Figure 5-1: Principe d'une mesure à retour Brillouin constant en fonction de l'élargissement spectral toute chose étant égale par ailleurs.

On peut alors facilement prédire l'évolution attendue de la puissance d'injection nécessaire à la réapparition du retour Brillouin, P_{retour}, en fonction du niveau maximal de DSP (en fraction de la puissance totale notée DSP_{max}, sans unité) et de la puissance seuil en l'absence d'élargissement, P_{seuil} :

$$P_{retour} = \frac{P_{seuil}}{DSP_{\max}} \tag{1}$$

La configuration étant inchangée, P_{seuil} est constant et l'évolution de P_{retour} ne dépend que de la forme du spectre de la modulation.

P_{seuil} ne varie pas au cours de l'expérience mais il est quand même important de connaître un ordre de grandeur de cette valeur afin de préparer l'expérience. On souhaite tester des spectres ayant des DSP_{max}<10%, il faut donc $P_{retour}>10P_{seuil}$ d'après l'équation (1), ce qui est d'autant plus réalisable si cette puissance seuil est faible.

Pour déterminer la puissance seuil de rétrodiffusion Brillouin dans une fibre, on utilise la relation suivante [1]:

$$g_b P_{Seuil} L_{eff} / A_{eff} \approx 21 \tag{2}$$

où g_b est la valeur du gain Brillouin, A_{eff} la surface effective du mode se propageant dans la fibre et L_{eff}, la longueur effective de la fibre.

L'expérience est réalisée avec une fibre monomode sans maintien de polarisation (non PM) de type HI1060 de chez Corning. Pour une fibre monomode en silice, g_b vaut environ $5x10^{11}$m/W [1] et, puisque la fibre utilisée est une fibre sans maintien de polarisation, cette valeur peut être réduite d'un facteur compris entre 1/3 et 2/3 [2]. La donnée constructeur du diamètre du mode, 5,9±0.3µm, permet d'en déduire la valeur de la surface effective du mode, A_{eff}≈30µm². Enfin, la longueur effective, L_{eff}, est liée à la longueur totale de la fibre, L, par la relation suivante [1] :

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \tag{3}$$

où α est le facteur de perte en ligne.

Afin de minimiser P_{seuil}, il faut que L_{eff} soit le plus grand possible. Nous avons choisi d'utiliser une fibre de longueur L=2km. Nous avons mesuré une perte en ligne α=0,9dB/km,

on en déduit donc que L_{eff}=1,6km[1]. La valeur approximative de la puissance seuil, P_{seuil}=11dBm a été déduite de l'expression (1).[2]

5.1.2 Vérification expérimentale

Après avoir donné tous les éléments théoriques de l'expérience de diffusion Brillouin envisagée, nous donnons les résultats expérimentaux obtenus. La Figure 5-2 présente le montage effectué :

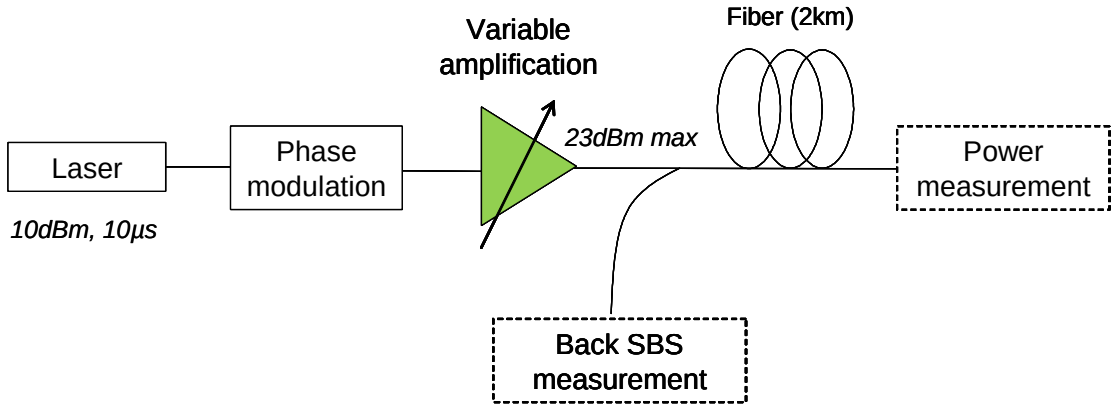

Figure 5-2 : Description du montage effectué

Le laser utilisé est un laser continu de 10mW. Nous avons ensuite effectué une découpe temporelle à l'aide d'un modulateur acousto-optique pour obtenir une impulsion carrée de 10µs afin d'obtenir des niveaux de puissance crête élevés après amplification. Après cette découpe, on module en phase le signal avec soit un signal sinusoïdal, soit un signal non sinusoïdal. L'impulsion traverse ensuite un amplificateur fibré permettant d'obtenir une puissance crête de sortie supérieure à 23dBm (valeur supérieure à $10P_{seuil}$ attendue). Lors de cette amplification, l'impulsion est déformée, à cause de la variation de gain qui décroît à cause de la déplétion de l'inversion de population. Afin de faire abstraction de cette déformation sur le contrôle du retour Brillouin, on se met à niveau d'amplification maximal puis on règle le niveau global de puissance à l'aide d'un atténuateur variable qui se situe après l'amplificateur. Enfin, on mesure le retour Brillouin à l'aide d'un circulateur qui permet de séparer l'impulsion injectée de l'impulsion rétrodiffusée et on obtient les mesures de formes temporelles à l'aide de deux photodiodes synchronisées (cf. illustration Figure 5-3) :

---

[1] On précise pour le lecteur qui voudrait refaire les calculs associés que $\alpha[km^{-1}] = \frac{1}{4,34}\alpha[dB.km^{-1}]$

[2] P[dBm]=10log[P[mW]]

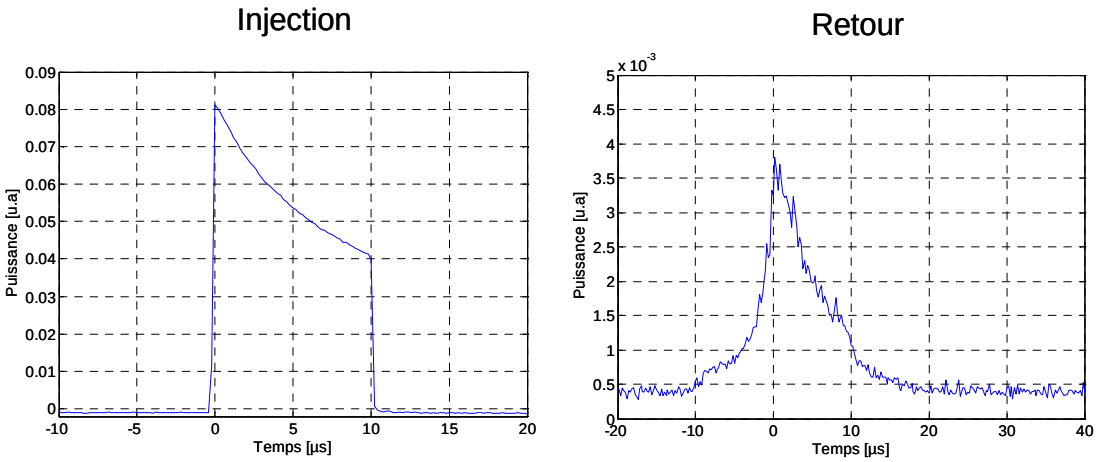

Figure 5-3 : Formes temporelles en transmission (à gauche) et en réflexion (à droite) dans la fibre dans le cas d'un retour Brillouin proche du niveau de puissance seuil. La fibre mesurant 2km, l'impulsion met 10µs à se propager : un retour non nul compris entre -10µs et 20µs n'est pas surprenant.

Dans le cas d'une impulsion non élargie, la puissance d'injection qui permet d'obtenir le critère de retour Brillouin correspond à la puissance seuil. Expérimentalement, on trouve P_{seuil}=12dBm très proche de la valeur 11dBm attendue théoriquement, sachant que le critère pour définir le niveau seuil est relativement arbitraire. Nous avons ensuite appliqué différents spectres élargis par modulation de phase. À la puissance seuil, le retour Brillouin disparaît. À spectre donné, on augmente la puissance d'injection, P_{inj}, jusqu'à obtenir à nouveau le niveau de retour Brillouin utilisé comme critère. Les résultats de cette expérience sont donnés Figure 5-4.

Cette figure montre expérimentalement que dans le cas des modulations de phase non sinusoïdales, la réapparition du retour Brillouin à puissance d'injection donnée est obtenue avec des spectres moins larges que dans le cas des modulations de phase sinusoïdales : les raies des spectres étant mieux équilibrées en niveau de DSP, on a des spectres aussi performants du point de vue de l'efficacité anti-Brillouin mais d'élargissement spectral moindre.

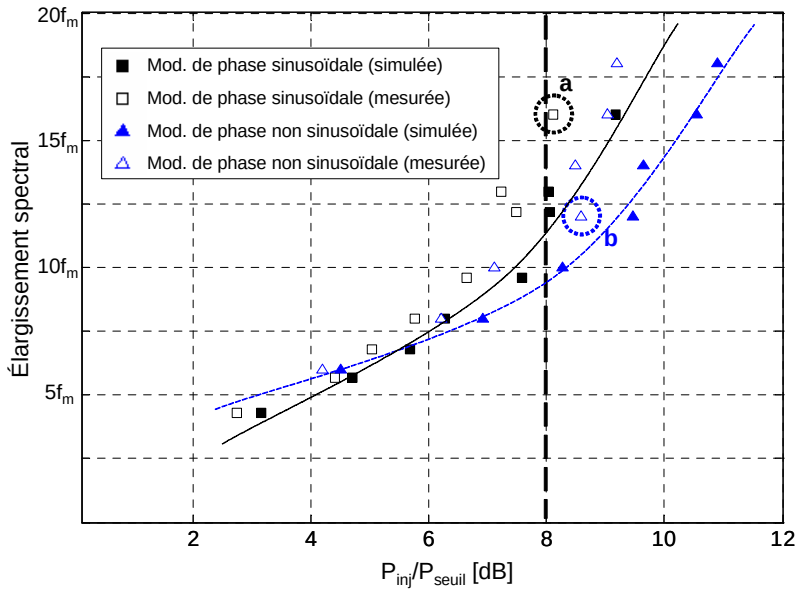

Figure 5-4 : Augmentation de la puissance d'injection (abscisse en dB) nécessaire à la réapparition d'un retour Brillouin en fonction de la modulation de phase utilisée. L'élargissement est exprimé en multiple de la fréquence de modulation f_m, les mesures sont faites avec f_m=2GHz. On caractérise les spectres par leur élargissement spectral (critère à 95% de l'énergie encerclée), les modulations de phase non sinusoïdales utilisées sont les valeurs optimisées dans le cas de l'utilisation d'un système à 3 harmoniques. Les valeurs simulées sont obtenues avec matlab par application de l'équation (1). Afin d'améliorer la lecture de la figure, on a ajouté les courbes de tendance des valeurs théoriques attendues. Les différences entre les valeurs mesurées et simulées sont faibles et les écarts sont du même ordre dans le cas sinusoïdal et non sinusoïdal.

À titre d'illustration, d'après la Figure 5-4, le spectre (b) de la Figure 5-5 est aussi performant en terme d'efficacité anti-Brillouin que le spectre (a) alors qu'il n'occupe que 24GHz contre 32GHz pour le spectre (a). Cela est dû au fait qu'ils ont des valeurs de maximum de DSP similaires (11-12% de la puissance totale contenue dans la raie la plus énergétique).

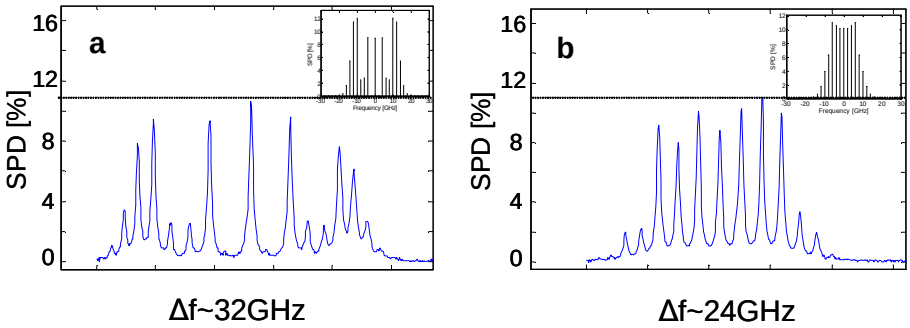

Figure 5-5 : Spectre de modulation de phase : à gauche, spectre (a) de modulation de phase sinusoïdale (f_m=2GHz, m=7), à droite, spectre (b) de modulation de phase non sinusoïdale « plat » (f_m=2GHz, m_1=1,35, m_2=2,05, m_3=0,2 , φ_2=90°, φ_3=180). Expérimentalement, on a montré que ces deux spectres ont la même efficacité anti-Brillouin mais avec un élargissement spectral moindre de 24GHz pour le spectre (b) contre 32GHz pour le spectre (a).

5.1.3 Extrapolation au cas du Laser MégaJoule

L'efficacité anti-Brillouin est liée au niveau maximal de la DSP comme démontré expérimentalement dans le cas de spectres de largeur inférieure à 40GHz. Ce choix d'élargissement maximal étudié expérimentalement est simplement dû à une limitation technique (interféromètre Fabry-Perot à balayage présenté au chapitre 4.2). Il est possible d'étendre ce résultat à des spectres plus larges par simulation numérique (cf. Figure 5-6) :

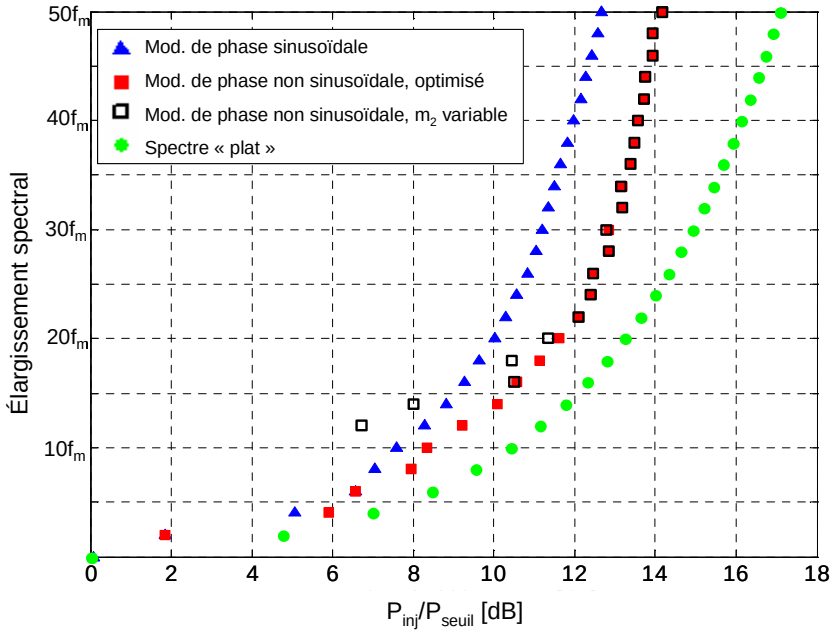

Figure 5-6 : Augmentation du seuil de réapparition de la diffusion Brillouin en fonction de la modulation de phase utilisée : extrapolation à des spectres de largeur supérieure à $20f_m$ (40GHz dans le cas où f_m=2GHz)

Nous avons tracé les résultats analytiques pour différentes configurations : le cas des modulations sinusoïdales, le cas idéal des spectres plats qui est la limite théorique du gain que l'on peut espérer et enfin le cas des modulations non sinusoïdales généré à partir de 3 harmoniques (cas optimisé pour chaque valeur d'élargissement et cas avec solution à un seul degré de liberté, m_2). On voit que les modulations de phase non sinusoïdales sont encore plus intéressantes pour des largeurs supérieures à 50GHz (autrement dit des spectres de plus de 25 raies puisque, ici, f_m=2GHz). De plus, on peut directement utiliser la solution particulière présentée au chapitre 4 qui ne présente qu'un degré de liberté, m_2, et qui est la meilleure solution du point de vue de l'efficacité anti-Brillouin.

Dans le cas particulier du Laser MégaJoule, la fonction anti-Brillouin est réalisée à 3ω avec une modulation de phase sinusoïdale avec m=21. L'élargissement spectral correspondant est de 84GHz. D'après la Figure 5-6, le spectre « plat » ayant une efficacité anti-Brillouin

équivalente aurait une largeur de 32GHz. La solution que nous proposons avec un m_2 variable dans le cas non sinusoïdal permet d'obtenir la même efficacité anti-Brillouin avec un élargissement de 44GHz, ce qui équivaut à une réduction d'élargissement spectral de près de 45%.

Il faut cependant souligner que l'optimisation de la fonctionnalité Brillouin à 3ω présente une limite importante : à 1ω, le spectre associé (de profondeurs de modulation divisées par 3) n'est pas « plat ». En particulier, comme le montre la Figure 5-7, le niveau maximal de DSP à 1ω est de 27% et ne vérifie pas le critère que l'on s'était fixé dans le chapitre 1.

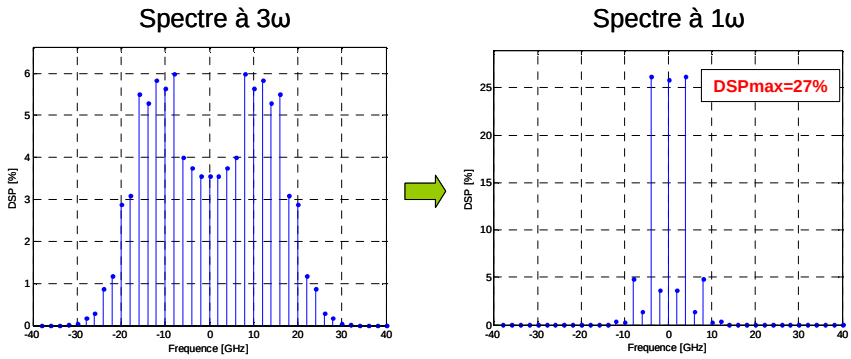

Figure 5-7 : Solution en modulation de phase non sinusoïdale vérifiant le critère anti-Brillouin à 3ω. À 1ω, le spectre associé ne vérifie pas le critère DSP_{max}<20%. Cette solution n'est donc, a priori, pas totalement satisfaisante.

Dans ce paragraphe, nous avons justifié expérimentalement le fait que, en terme de fonctionnalité anti-Brillouin, les spectres de modulations de phase non sinusoïdales permettent d'obtenir les mêmes performances que les modulations de phase sinusoïdales mais avec des spectres moins larges. **Dans le cas du LMJ, on pourrait réduire la largeur du spectre de la fonction anti-Brillouin jusqu'à 45% et conserver la même fonctionnalité anti-Brillouin à 3ω.** Bémol important, à 1ω, le spectre associé est très faiblement élargi, et donne un niveau maximum ne vérifiant pas le critère d'efficacité anti-Brillouin à 1ω.

Avant de conclure et de chercher d'autres solutions vérifiant le critère à 1ω et 3ω, rappelons que la modulation anti-Brillouin n'est pas la seule fonction d'élargissement existante. Je propose d'effectuer une étude équivalente sur la fonctionnalité lissage avant de conclure sur l'intérêt d'une optimisation de la fonction anti-Brillouin dans le chapitre 6.

5.2 Contrôle de la fonctionnalité lissage

Dans ce paragraphe, nous allons suivre une démarche semblable à celle menée pour l'étude de la fonctionnalité anti-Brillouin. On s'appuiera sur le paragraphe 1.2.4 pour rappeler le principe du lissage optique. La configuration du lissage sur le LMJ est particulière et nous effectuerons les compléments nécessaires afin de bien justifier l'emploi des outils analytiques proposés. De cette première étude, nous justifions, comme pour la fonctionnalité anti-Brillouin, l'intérêt d'utiliser des spectres « plats » et nous proposons un plan d'expérience afin de vérifier leurs performances du point de vue du lissage optique. On montrera que cette expérience donne des résultats comparables à ce qui était attendu analytiquement. Ainsi, on pourra extrapoler ces résultats au cas du LMJ et quantifier le gain sur l'élargissement spectral que l'on peut espérer avoir avec une modulation de phase non sinusoïdale optimisée pour le lissage optique.

5.2.1 Éléments théoriques

Dans le chapitre 1.2.4 consacré au lissage, nous avons donné le principe général du lissage optique que l'on peut résumer ainsi :

- On utilise une lame de phase pour contrôler la forme de la tache focale sur cible. La tache focale ainsi générée présente des grains de tavelures (on parle de figure de speckle). Ces grains sont gênants pour une fusion correcte de la cible.
- On « lisse » alors la tache focale en déplaçant rapidement les grains de speckle. Cela est réalisé par un élargissement spectral couplé à une dispersion spatiale. L'élargissement spectral peut être un spectre de raies obtenu par modulation de phase périodique. Chaque raie crée une figure de speckle différente des autres grâce à un réseau qui sert d'élément dispersif. La tache focale semble donc lissée par intégration au cours du temps puisqu'on superpose un grand nombre de figures de speckle différentes.

Si le principe reste toujours le même, il existe différentes techniques de lissage selon la manière dont on disperse le spectre optique. On parle alors de lissage par dispersion spectrale transverse (LDST) quand le réseau utilisé est un réseau plan et de lissage par dispersion spectrale longitudinale (LDSL) quand le réseau utilisé est un réseau focalisant. La différence

entre les deux méthodes est la manière donc les grains de speckle se déplacent au cours du temps : dans le cas LDST, les grains se déplacent dans une direction transverse à l'axe de propagation. Dans le cas LDSL, les grains se déplacent longitudinalement, c'est-à-dire selon l'axe de propagation. La Figure 5-8 montre visuellement la différence entre les deux lissages.

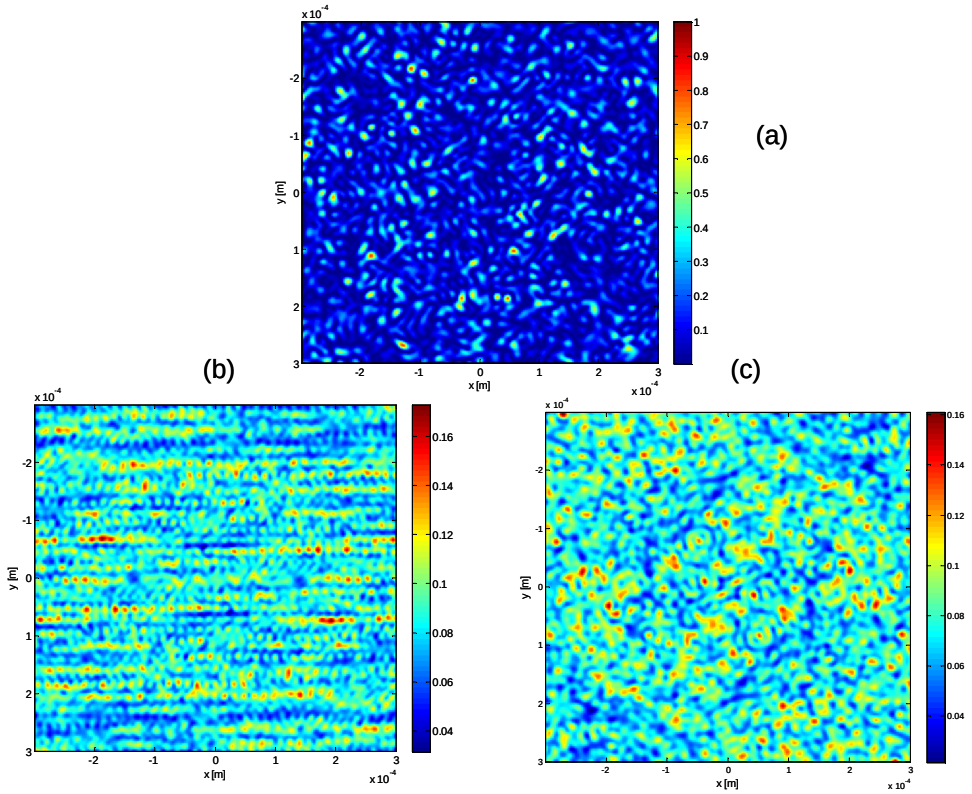

Figure 5-8 : Simulation du centre de la tache focale dans différents cas: (a) Cas non lissé - (b) Cas LDST, les grains de speckle se déplacent transversalement. – (c) Cas LDSL, les grains de speckle se déplacent « en profondeur ». Dans les deux cas, f_m=14,25GHz, m=15, et avec un temps retard équivalent. Ces simulations sont données après intégration temporelle, l'échelle est normalisée sur le grain de speckle le plus intense dans le cas non lissé.

Malgré ces différences visuelles importantes, on caractérise la qualité du lissage optique de la même manière en introduisant le contraste spatial, C. On rappelle son expression en fonction de la distribution spatiale de l'intensité, I :

$$C = \sqrt{\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}} \tag{4}$$

Le lissage n'étant pas instantané, on considère le contraste spatial aux temps longs, C_∞, qui utilise l'expression (4) pour une distribution d'intensité moyennée dans le temps.

Dans le chapitre 1, nous avons donné des expressions analytiques de C_∞. Pour des spectres élargis composés de raies suffisamment espacées, on fait l'hypothèse que les figures de speckle associées sont parfaitement décorrelées les unes des autres. Cela aboutit aux résultats suivants :

- Dans le cas d'une modulation de phase sinusoïdale de profondeur de modulation m :

$$C_\infty = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)^4} \tag{5}$$

- Dans le cas d'une modulation de phase non sinusoïdale définie par sa densité spectrale de puissance composée de raies espacées de f_m, notée DSP(f) (généralisation de l'expression (5)) :

$$C_\infty = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} DSP(nf_m)^2} \tag{6}$$

- Dans le cas particulier où le spectre est composé de N raies de même puissance spectrale, on a simplement :

$$C_\infty = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{7}$$

C'est dans le cas de l'expression (7) que l'on obtient un contraste minimal pour un nombre de raies donné : les spectres « plats » sont intéressants du point de vue du lissage optique pour cette raison.

En pratique, qu'en est-il de la validité de ces expressions analytiques dans des configurations réelles de lissage ? L'hypothèse des figures de speckle décorrelées est-elle valable dans le cas du LMJ ? Non, ce cas est même assez rare. D'après [3], les fonctions de corrélation ne s'annulent qu'en des points particuliers et dans des configurations de lissage LDST (cf. annexe 1.7). Néanmoins, dans les cas à considérer pour notre étude, nous pouvons montrer que l'écart avec le critère est assez faible. Nous allons faire plus que cela puisqu'en faisant cette étude, nous avons été amenés à développer des programmes permettant de simuler le lissage dans des configurations plus générales, en particulier, sans condition sur les fréquences de modulation.[1]

Nous allons étudier trois cas différents :

- Lissage LDST, en faisceau carré avec un temps retard T_r=77ps
- Lissage LDSL, en faisceau rond avec un temps retard T_r=77ps
- Lissage LDSL, géométrie LMJ, permettant la focalisation à 8m, soit un temps retard maximal T_r=86ps.[2]

Les deux premiers cas permettent de comparer les deux techniques de lissage, on justifiera la valeur du temps retard T_r=77ps a posteriori. Les deux derniers cas permettent de comparer l'influence de la géométrie utilisée. En effet, le lissage sur le LMJ est réalisé sur un quadruplet (ensemble de quatre faisceaux) selon la géométrie présentée Figure 5-9 :

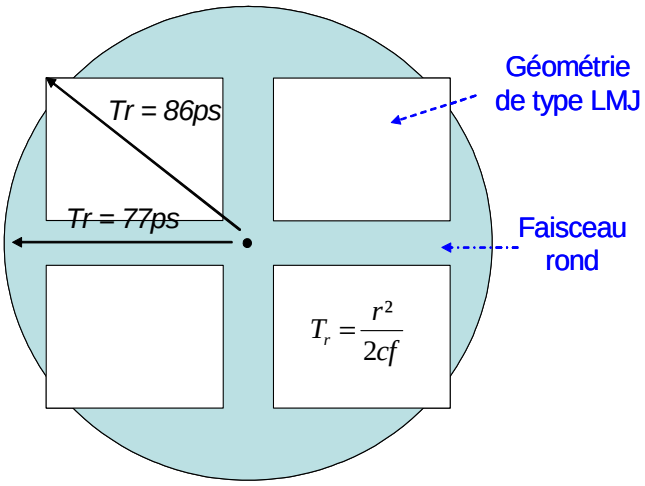

Figure 5-9 : Différence de géométrie pour l'utilisation du LDSL, le choix de temps retards différents permet d'obtenir des qualités de lissage comparables.

Nous regardons l'impact de la géométrie du lissage sur un des paramètres qui nous intéresse, le contraste aux temps longs, C_∞. On étudie le cas particulier d'une modulation de phase sinusoïdale où m=15, la fréquence de modulation étant variable. D'après (5), on aura C_∞=21,5% pour une décorrélation parfaite des raies. En utilisant les programmes simulant les différentes méthodes de lissage et les différentes géométries, on trace alors la valeur de C_∞ (en pratique le contraste au bout de 500ps) en fonction de la fréquence de modulation, f_m. On obtient les résultats présentés sur la Figure 5-10 :

[1] Les formules analytiques de C_∞ nécessitent que les raies soient espacées de telles façons que $f_m \geq 1/T_r$. Cf. Chapitre 1.
[2] Les temps retards T_r sont les temps retards maximum accumulé sur l'ensemble du faisceau. Je renvoie le lecteur à la définition du temps retard donné au chapitre 1, pour plus de détails.

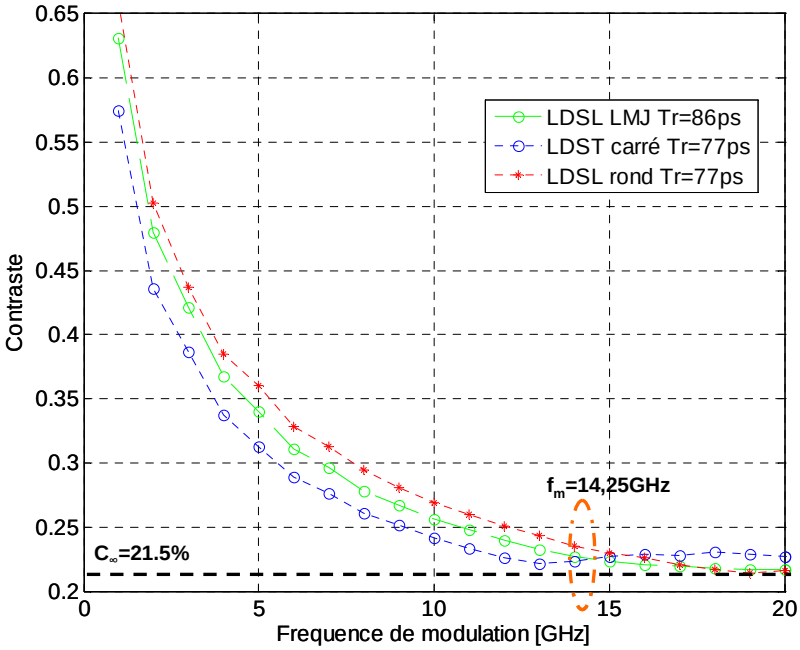

Figure 5-10 : Lissage dans le cas d'une modulation de phase sinusoïdale avec m=15 pour trois configurations de lissage différentes. Étude du contraste au bout de 500ps en fonction de la fréquence de modulation utilisée. Dans le cas où f_m=14,25GHz (cas LMJ), les trois configurations donnent des performances similaires et très proches de la formule analytique représentant une décorrélation parfaite.

La Figure 5-10 justifie la confusion que l'on fait souvent entre les trois configurations dans le cas du lissage sur le LMJ et de l'approximation par la formule (5).[1] Cette confusion n'est plus possible pour des fréquences de modulations moindres, en particulier, pour f_m=10GHz. **Pour l'éventuelle utilisation d'un système 10/20/30GHz, la formule (5) n'est pas valide, la corrélation entre les différentes figures de speckle n'est pas négligeable**.

5.2.2 Vérification expérimentale

Après avoir rappelé les différences entre les différentes méthodes de lissage, puis les avoir comparées et nous être dotés de programmes de simulation permettant de faire toutes les prédictions analytiques nécessaires, nous voulons valider expérimentalement ces modèles. Nous pourrons ainsi quantifier l'intérêt de l'utilisation des modulations de phase non sinusoïdales par rapport aux cas sinusoïdaux actuellement utilisés.

[1]Les simulations sont faites avec une lame de phase donnée. La valeur du contraste dépend de cette lame de phase. En particulier, on a vérifié, en l'absence d'élargissement, que C=100%, mais sur 300 tirages aléatoires de lame de phase, l'écart type sur cette valeur est de 0,5% bien que le calcul du contraste se fasse sur plusieurs centaines de grains de speckle. Dans la suite, on ne trouvera alors pas significatif des variations inférieures au pourcent sur la valeur du contraste spatial.

L'expérience que nous avons réalisée est une expérience de lissage par dispersion spectrale transverse à 1ω selon le schéma de la Figure 5-11 :

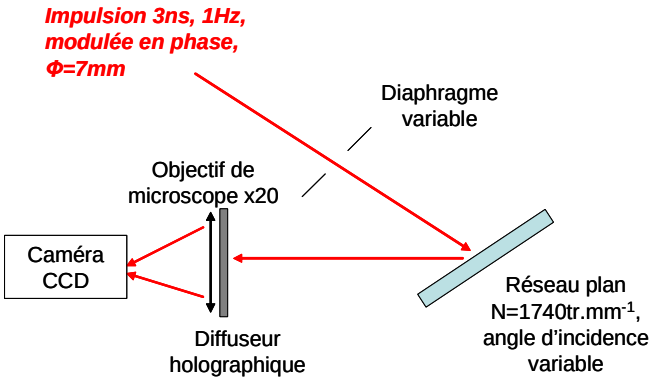

Figure 5-11 : Schéma de la configuration de lissage par dispersion spectrale transverse utilisée. Le temps retard est variable en modifiant soit l'angle d'incidence sur le réseau soit l'ouverture du diaphragme en amont du réseau plan. Le diffuseur holographique joue le rôle de lame de phase et l'imagerie sur la caméra CCD est effectuée à l'aide d'une focale courte (objectif de microscope x20), la tache focale est plus grande que la matrice CCD de la caméra : on observe que le centre de la tache focale, ce qui rend le calcul du contraste plus simple (on néglige le terme d'enveloppe).

La modulation de phase utilisée est soit une modulation de phase sinusoïdale de fréquence de modulation f_m=10GHz (profondeur variable comprise entre m=0 et m=11, élargissement maximal de 240GHz), soit le système de modulation de phase non sinusoïdale à 10/20/30GHz présenté dans le chapitre 4 (m_2 variable jusqu'à m_2=7, élargissement maximal de 280GHz).
Le faisceau utilisé est de section ronde[1] dont le diamètre est fixé par un diaphragme variable, on note Φ_{reseau} , le diamètre du faisceau incident sur le réseau plan. Le temps retard introduit par le réseau est donné par l'expression suivante (cf. chapitre 1 ou [3]) :

$$T_r = \frac{\lambda N_{traits\ vus}}{c} = \frac{\lambda N.\phi_{reseau}}{c\cos\theta} \tag{8}$$

où N est la densité de traits du réseau utilisé. Dans notre cas, N=1740tr.mm^{-1} et θ est l'angle d'incidence sur le réseau. On souhaite faire varier le temps retard au cours de l'expérience, pour cela on peut soit changer le diamètre du faisceau, soit l'angle d'incidence. Faire varier l'angle d'incidence permet des déplacements plus précis mais nécessite l'emploi d'un miroir supplémentaire pour contrôler l'image sur la caméra (miroir non représenté sur la Figure 5-11).

[1] On en tiendra compte dans les simulations : LDST à section ronde et LDST à section carrée ne donne pas les même résultats à valeur du temps retard égale selon la même logique que dans le cas de la Figure 5-9.

Le choix d'un diffuseur holographique fortement diffractant combiné à la taille du faisceau incident sur le diffuseur ($\Phi_{diffuseur}$>20mm grâce à la présence d'un télescope non représenté Figure 5-11) permet d'observer un nombre suffisant de grains de speckle qui recouvre la matrice CCD de la caméra et l'enveloppe de la tache focale n'a pas d'influence sur l'image observée. La Figure 5-12 présente une image de figure de tavelure observée par la caméra :

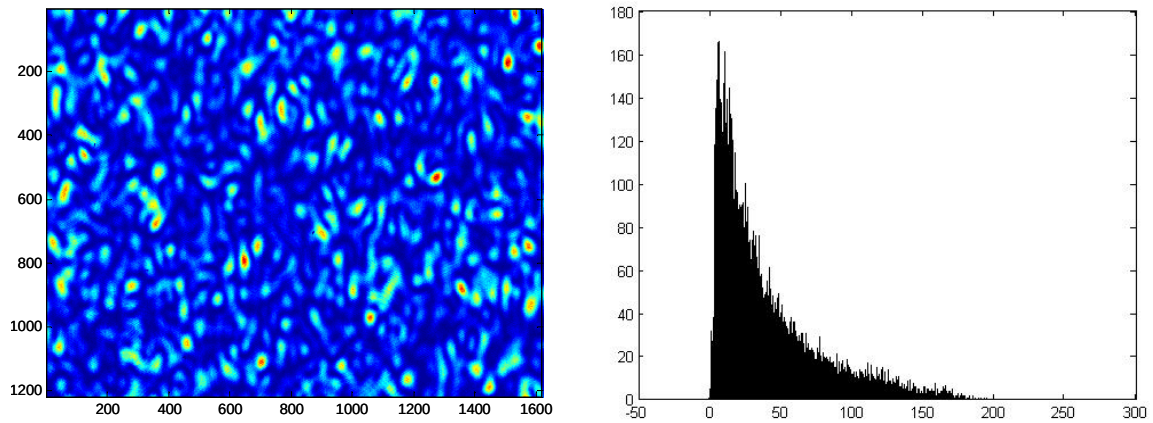

Figure 5-12 : À gauche, figure de speckle "pure" observée sur le banc dédié au lissage LDST. À droite, histogramme en intensité de la figure de speckle : la distribution en intensité n'est pas rigoureusement celle d'une figure de speckle pure, le niveau de zéro est mal représenté ce qui explique que le contraste mesuré sur l'image ne soit pas de 100% mais de 81%.

La caméra est synchronisée sur l'impulsion et l'image obtenue est intégrée temporellement sur l'ensemble de la durée de l'impulsion (3ns), les contrastes spatiaux mesurés sont des contrastes aux temps longs. Les valeurs mesurées en l'absence d'élargissement spectraux sont aux alentours de 80% contre 100% attendus (cas d'une distribution en intensité de la forme $p(I) = \frac{1}{I_0}\exp(-\frac{I}{I_0})$). Cela est dû à la mauvaise appréciation du niveau de noir de la caméra qui est critique dans le calcul du contraste. Toutes tentatives de traitement de l'image a posteriori entachent les résultats d'un bruit inacceptable. Nous conserverons donc les mesures brutes tout en tenant compte que les résultats obtenus avec lissage donneront alors des valeurs sous-estimées par rapport à la valeur réelle. Nous allons comparer les configurations et les modulations de phase relativement les unes par rapport aux autres et non dans l'absolu.

Nous avons retenu trois configurations de temps retard[1] : 70ps (T_r<1/f_m), 100ps (T_r=1/f_m) et 120ps (T_r>1/f_m). L'incertitude sur la valeur du temps est estimée à ±5ps (manque de précision sur la taille du diaphragme). Pour chacune de ces configurations, on teste différentes modulations de phase caractérisées par leur élargissement spectral (critère à 95% de l'énergie

[1] Plus précisément, le temps retard maximal accumulé sur le faisceau.

totale) et on quantifie la qualité du lissage effectué en calculant le contraste aux temps longs sur l'image mesurée. Les résultats sont présentés Figure 5-13 tandis que les simulations associées sont donnée Figure 5-14 :

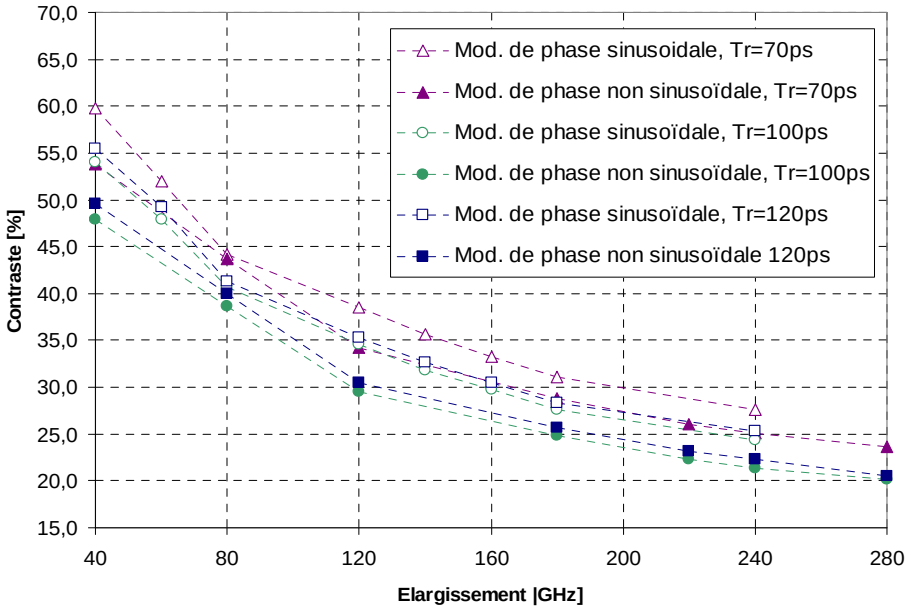

Figure 5-13 : Mesures expérimentales du contraste spatial en fonction de la modulation de phase utilisée pour différentes valeur du temps retard introduit par le réseau. Les résultats sont à chaque fois la moyenne sur cinq mesures distinctes, l'écart type de ces résultats est inférieur à 0,5%, les mesures étant très stables.

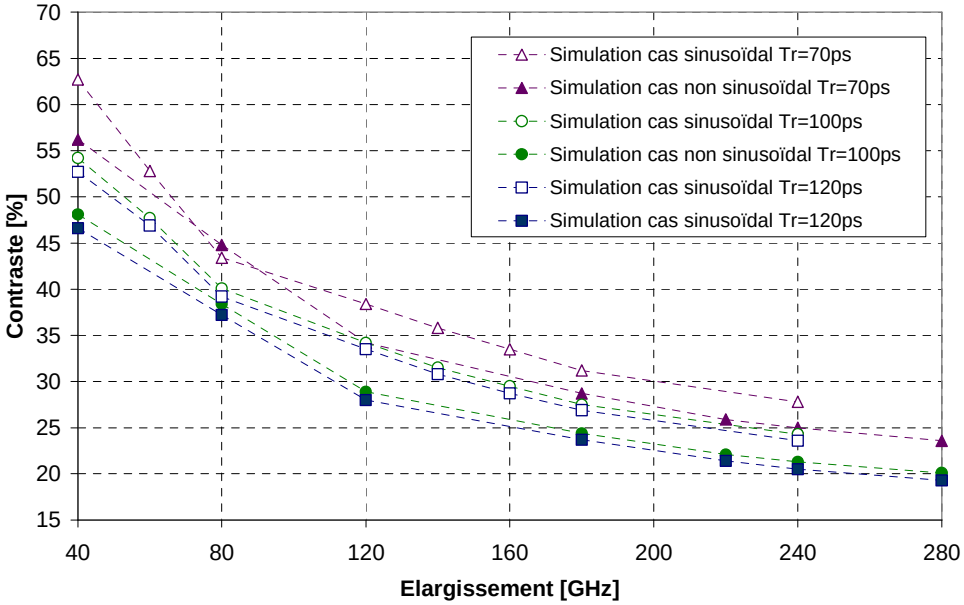

Figure 5-14 : Valeurs simulées des points expérimentaux de la Figure 5-13, on tient compte de la section ronde du faisceau étudiée. Les valeurs simulées concordent avec les mesures expérimentales.

Les mesures expérimentales montrent qu'à élargissement spectral égal (au-delà de 100GHz), les modulations de phase non sinusoïdales donnent des niveaux de contraste meilleurs que les modulations sinusoïdales. Cette observation est valable quel que soit le temps retard considéré mais on constate que plus le temps retard est important, meilleur est le lissage. Ces résultats expérimentaux valident les simulations théoriques de manière très précise.

J'avais fait la remarque qu'on ne chercherait pas à comparer les valeurs absolues des niveaux de contraste mesurés et simulés. Pourtant, les valeurs sont très proches. Je maintiens cependant ma remarque. En effet, il existe deux défauts importants de mesure qui modifient la valeur mesurée du contraste :

- la mauvaise appréciation du niveau de noir qui tend à réduire la valeur du contraste
- la fonction de transfert due au rétrécissement spectral par le gain de l'amplification (non représenté Figure 5-11) qui modifie le spectre et tend à augmenter la valeur du contraste (cf. Figure 5-15)

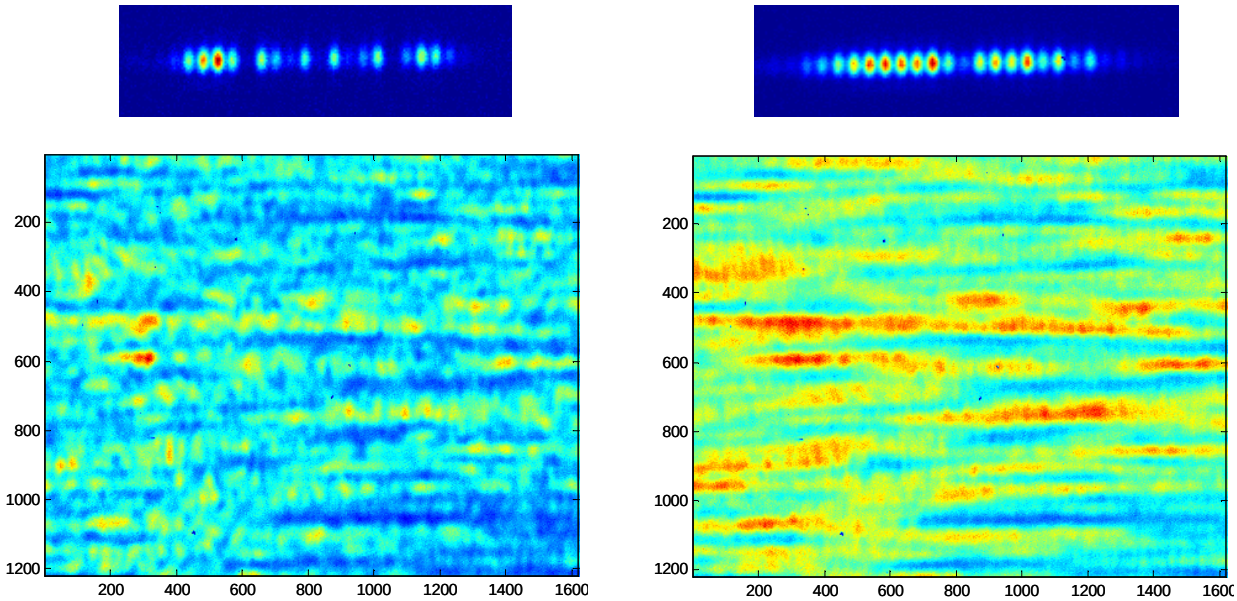

Figure 5-15 : Images obtenues dans le cas de deux élargissements spectraux de largeur 180GHz dans le cas sinusoïdal (à gauche) et non sinusoïdal (à droite). Les images situées au dessus correspondent aux spectres du signal modulés au niveau des réseaux : la fonction de transfert qui a modifié le signal après modulation de phase a rendu les spectres asymétriques. Cependant les spectres « plats » filtrés restent plus performants que les spectres de modulations de phase sinusoïdales d'après les mesures effectuées (cf. Figure 5-13).

5.2.3 Extrapolation au cas du Laser MégaJoule

Qu'en est-il d'une extrapolation au cas du lissage sur le Laser MégaJoule ? Nous effectuons les mêmes simulations comparant modulations de phase sinusoïdales et non sinusoïdales en se plaçant cette fois-ci dans le cas d'un lissage par dispersion spectral longitudinal (LDSL) avec une géométrie d'éclairement des réseaux de type LMJ. La fréquence de modulation considérée est f_m=14,25GHz. Les résultats sont présentés Figure 5-16 :

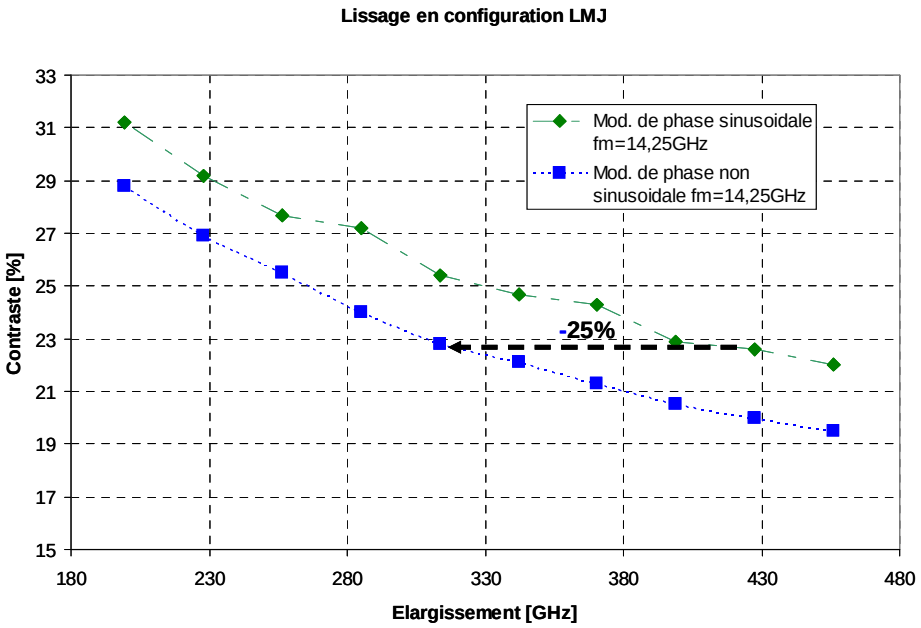

Figure 5-16 : Comparaison des performances de lissage optique (critère de contraste aux temps longs) entre les modulations de phase sinusoïdales (courbe verte) et une solution non sinusoïdale (courbe bleu). La fréquence de modulation est dans les deux cas f_m=14,25GHz.

Dans la configuration du LMJ, les solutions proposées de modulations de phase non sinusoïdales minimisent les niveaux de contraste à élargissement équivalent. Pour la valeur nominale de la fonctionnalité lissage sur le LMJ (m=15 soit un élargissement de 427,5GHz), on a un contraste de 22,6%[1]. D'après les résultats de la Figure 5-16, on peut obtenir une valeur équivalente de contraste, C_∞=22,8%, dans le cas non sinusoïdal pour un élargissement de 313,5GHz (m_1=1,4 ; m_2=4.5 ; m_3=0.45 ; φ_2=90° ; φ_3=180°). Cela équivaut à une réduction de 25% de l'élargissement total, ce qui est très intéressant du point de vue de la conversion FM-AM et du rendement de conversion de fréquence (voir les paragraphes 5.3 et 5.4).

[1] Valeur simulée pour une lame de phase donnée. On peut comparer cette valeur au 21,5% attendue en appliquant l'équation (5).

Les modulations non sinusoïdales sont donc intéressantes car elles permettent d'obtenir le même contraste aux temps longs que le cas sinusoïdal mais avec un élargissement spectral moindre. Mais nous avons fait remarquer que le lissage était utile pour limiter les effets de rétrodiffusion plasma et pour la bonne fusion de la cible. À cette valeur du contraste aux temps longs, il conviendrait de caractériser des durées caractéristiques de l'établissement de ce contraste. Nos programmes de simulations permettent de suivre l'évolution du contraste en fonction du temps d'intégration et nous comparons les modulations de phase sinusoïdales et non sinusoïdales en Figure 5-17 :

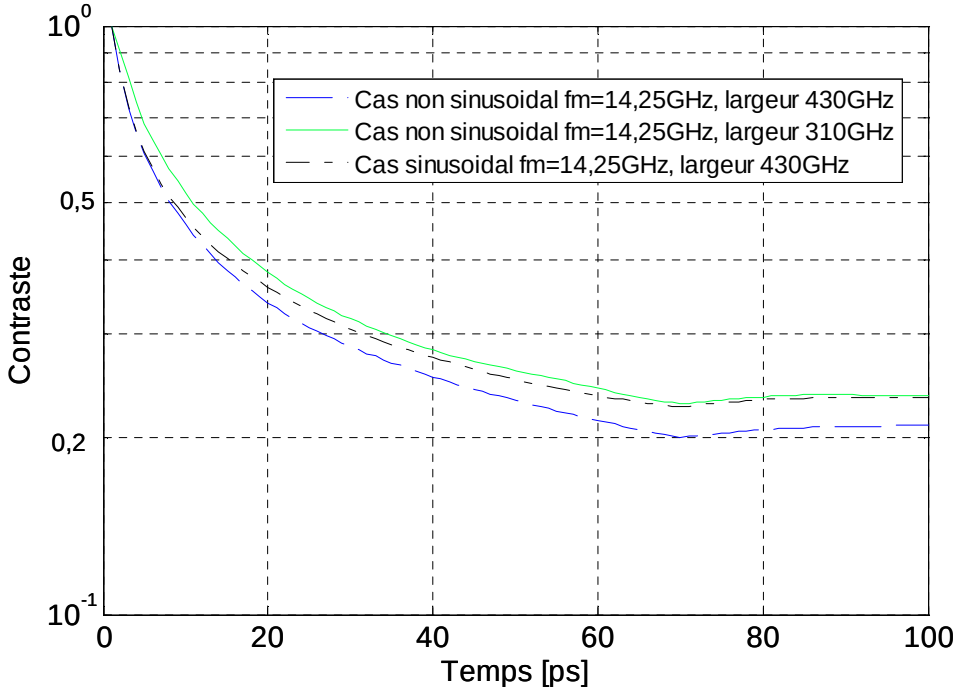

Figure 5-17 : Évolution du contraste intégré au cours du temps. La configuration de lissage étudiée est celle du LMJ. On compare deux modulations de phase non sinusoïdales qui ont soit la même performance en terme de contraste aux temps longs, soit la même largeur. Les trois modulations atteignent la valeur minimale de contraste à 70ps = 1/14,25GHz. Cependant, pour le spectre le plus étroit, la pente de décroissance du contraste à l'origine est plus lente. Cette pente dépend directement de l'élargissement spectral total.

Les courbes de la Figure 5-17 montrent que **le temps d'établissement du contraste aux temps longs est égal à 1/f_m** (70ps). Cela se comprend aisément : au bout d'une période de la modulation, on a décrit la phase complète donc l'ensemble des figures de speckle différentes. Au-delà, on répète le motif et donc les mêmes figures de speckle : le lissage n'est plus amélioré (on observe d'ailleurs une légère augmentation du contraste dû au fait que l'on donne un poids supplémentaire aux premières figures décrites à nouveau).

Autre constatation, si le cas non sinusoïdal ayant une largeur spectrale optimisée donne le même niveau de contraste aux temps longs au bout de 70ps, on remarque que la pente à l'origine de l'établissement de ce contraste est plus lente que dans le cas sinusoïdal. Cette pente est d'ailleurs liée à la largeur totale du spectre, Δf, puisqu'on remarque que cette pente est identique pour le cas non sinusoïdal de même largeur spectrale. **La pente à l'origine dépend de la durée caractéristique $1/\Delta f$** [4].

Le schéma de la Figure 5-18 permet de comprendre simplement ce phénomène. On imagine le cas très simple des spectres de modulation de phase sinusoïdale dans le cas particulier où m=1,4 et on approxime le spectre par 3 raies d'égal niveau de DSP. Dans les deux cas, on va décrire 3 figures de speckle décorrelées (on suppose les fréquences de modulations suffisamment grandes par rapport à $1/T_r$) et dans les deux cas, on s'attend à avoir un contraste aux temps longs égal à $1/\sqrt{3}$ par application directe de la formule (7). On atteint ce contraste pour une durée caractéristique égale à la période de modulation d'après la remarque précédente. Or le cas le plus large vérifie $\Delta f_2=2\Delta f_1$, soit $T_2=0{,}5T_1$, ainsi, schématiquement, le contraste s'établit plus vite pour le cas où le spectre est le plus large. Ainsi, la pente à l'origine du contraste est alors plus grande pour des spectres plus larges.[1]

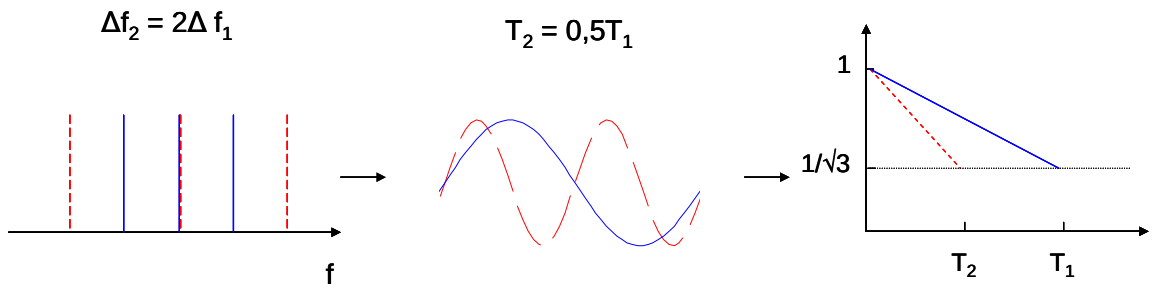

Figure 5-18 : Schéma décrivant l'importance de l'élargissement pour les temps courts

En conclusion de cette remarque, nous garderons à l'esprit que les solutions non sinusoïdales que nous proposons conservent les propriétés du lissage actuel à partir du temps caractéristique $1/f_m$ (soit 70ps) et qu'à partir de $1/3f_m$ (~20ps), la différence de contraste intégrée est inférieure à 2% d'après la Figure 5-17.

[1] Est-ce problématique quand le but avoué de l'optimisation que l'on a effectuée est de réduire l'élargissement spectral ? Je ne saurais répondre à la question. Néanmoins, concernant ce point, j'évoquerai d'autres solutions de lissage possibles adaptées aux temps courts comme l'utilisation de la technique de « double polarisation » qui est une technique de lissage instantanée qui permet de créer à chaque instant deux figures de speckle différentes issues de deux polarisations différentes. Cela réduit instantanément à $1/\sqrt{2}$ le contraste spatial [5].

Avant de refermer ce paragraphe consacré au lissage, on peut se demander quelles conséquences aurait le changement de la fréquence de modulation f_m sur le lissage. En effet, on pourrait aussi envisager l'utilisation du système de modulation non sinusoïdale 10/20/30GHz (puisque ce système est déjà existant et ne nécessite aucun développement supplémentaire). Le résultat des simulations associées est donné Figure 5-19.

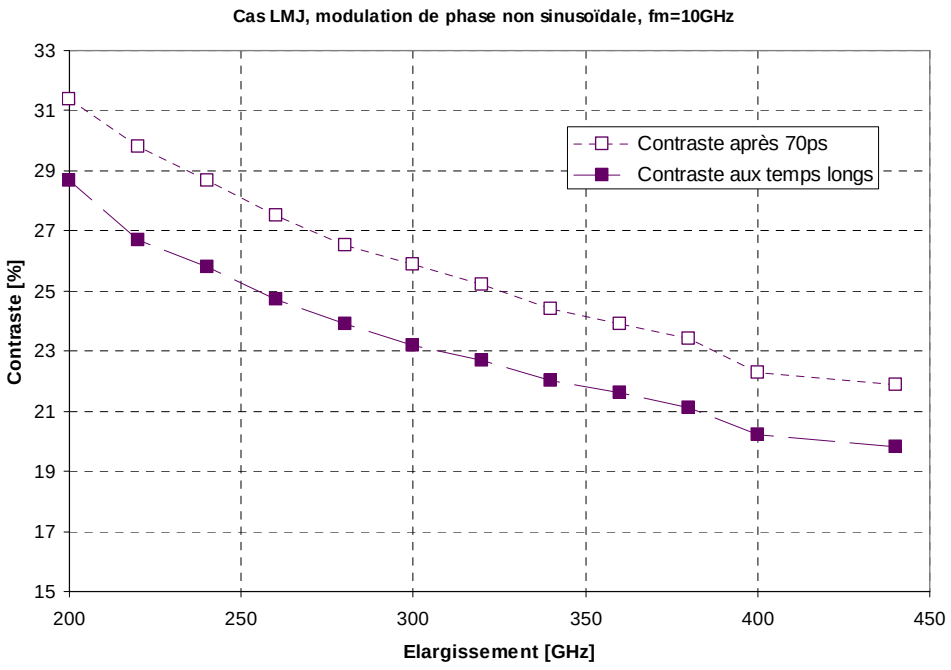

Figure 5-19 : Simulation du lissage en configuration LMJ pour une solution en modulation de phase non sinusoïdale avec f_m=10GHz en remplacement de la fréquence de modulation nominale à 14,25GHz. On a simulé le contraste aux temps longs (au bout de 500ps) et le contraste spatial intégré au bout de 70ps. Contrairement au cas où f_m=14,25GHz, il y a un écart entre les deux courbes qui n'est pas négligeable.

Concernant la valeur du contraste aux temps longs, on constate qu'une solution en modulation non sinusoïdale à f_m=10GHz donne aussi des résultats satisfaisants. En particulier, on a C_∞=22,7% pour un élargissement de 320GHz (m_1=1,4 ; m_2=7 ; m_3=0,45 ; φ_2=90° ; φ_3=180°). Par rapport au cas nominal du LMJ, la réduction de l'élargissement serait là aussi de 25%. Néanmoins, cette valeur est plus lente à s'établir et en particulier, au bout de 70ps, le contraste est moins bon que dans le cas où f_m=14,25GHz. On trace maintenant l'évolution du contraste au cours du temps d'intégration pour voir les différences sur les temps plus courts en comparant les fréquences de modulation dans le cas de modulations de phase sinusoïdales (cf. Figure 5-20).

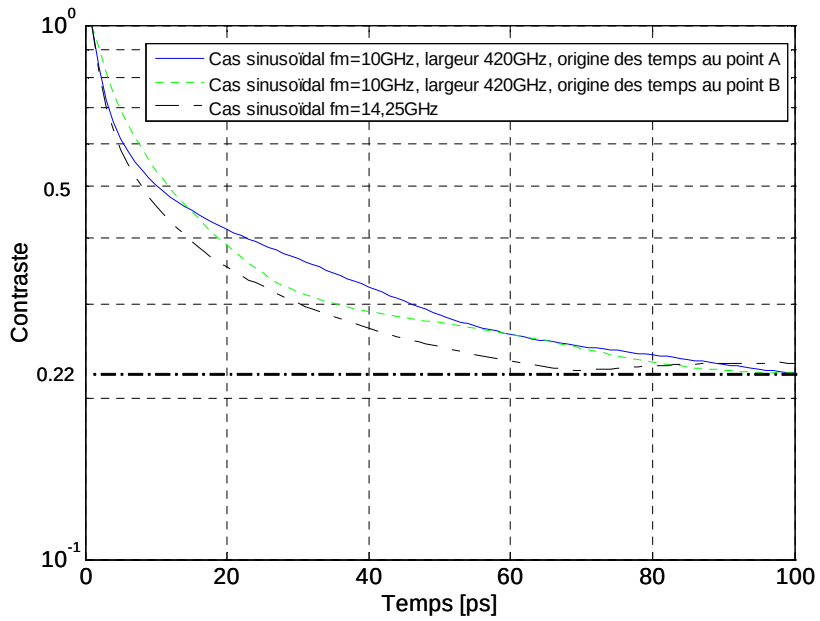

Figure 5-20 : Évolution du contraste intégré au cours du temps. La configuration de lissage étudiée est celle du LMJ. La modulation de phase sinusoïdale à f_m=10GHz (m=21) a la même performance en terme de lissage que la modulation actuellement utilisée au bout de 100ps (C_∞≈22%). On constate aussi que la valeur de la phase de la modulation à l'origine des temps, modifie la manière dont le contraste évolue. La définition des points A et B est donnée Figure 5-21.

Des différences franches sont visibles pour un temps d'intégration compris entre 0ps et 100ps avec des écarts pouvant être supérieurs à 5%. En particulier, pour un temps d'intégration de 70ps, le contraste est moins bon pour f_m=10GHz bien que la modulation de phase ait le même élargissement spectral et la même valeur de contraste aux temps longs. Ceci pose encore la question de la durée caractéristique nécessaire à l'établissement du lissage.

On remarque enfin sur la Figure 5-20 que l'évolution du contraste varie avec la valeur de la phase de la modulation à l'origine des temps. Ce phénomène est lié à la fréquence de modulation f_m=10GHz et serait exacerbé pour des fréquences plus faibles, en particulier la fonction anti-Brillouin (f_m=2GHz).

En effet, par construction, une figure de speckle bien qu'instantanée est composée d'éléments de phase intégrés sur le temps retard. Dans le cas où la fréquence de modulation est telle que $f_m>1/T_r$, la tache focale a donc, à chaque instant, l'information sur l'ensemble de la phase décrite (c'est-à-dire le spectre). Un changement de l'origine des temps ne modifie rien à la manière dont s'établit le lissage. A contrario, prenons $f_m<<1/T_r$. L'intégration sur le temps retard ne concerne qu'une fraction très faible de la phase décrite au cours du temps. Supposons le temps d'intégration induit par le temps retard négligeable par rapport à la période de modulation, à chaque instant, la tache focale décrit la figure de speckle liée à la

fréquence instantanée de la phase et le lissage s'établit au cours du temps car la fréquence instantanée évolue. On définit la fréquence instantanée, f'(t), comme la dérivée de la phase et dans le cas d'une modulation de phase sinusoïdale (définie par m et f_m et une phase à l'origine quelconque φ_0) autour de la fréquence centrale, f_0 :

$$f'(t) = f_0 + mf_m \cos(2\pi f_m t + \varphi_0) \tag{9}$$

La fréquence instantanée oscille donc autour de la fréquence centrale avec une excursion maximale de $2mf_m$[1] comme le montre la Figure 5-21 :

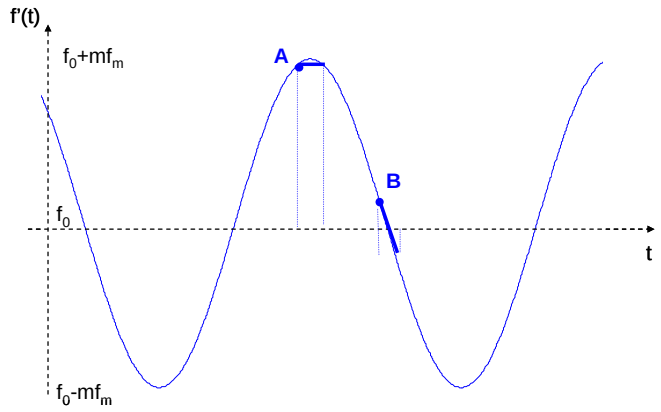

Figure 5-21 : Fréquence instantanée pour une modulation de phase sinusoïdale au cours du temps. Le point A est un point où la fréquence instantanée va évoluer faiblement durant les instants ultérieurs (segment "constant" en gras) tandis que la fréquence instantanée évolue fortement au-delà du point B sur la même durée d'observation.

Les instants où la fréquence instantanée est quasiment constante sont les moins favorables pour le lissage (par exemple, le point A de la Figure 5-21) : la figure de speckle apparaît comme « immobile » et le contraste au cours du temps n'évolue quasiment pas. On a pour illustrer ce phénomène tracé l'impact sur le lissage sur le LMJ de la fonction anti-Brillouin (f_m=2GHz<<1/77ps) au cours du temps pour deux valeurs de φ_0 (définies Figure 5-21). Les résultats sont données Figure 5-22 :

[1] On retrouve ainsi une valeur similaire au critère de Carson sur l'élargissement spectral. Attention, la notion de fréquence instantanée utilisée de cette manière abusive n'est pas compatible avec la transformée de Fourier : l'évolution de la fréquence instantanée au cours du temps ne donne pas le spectre des raies de Bessel.

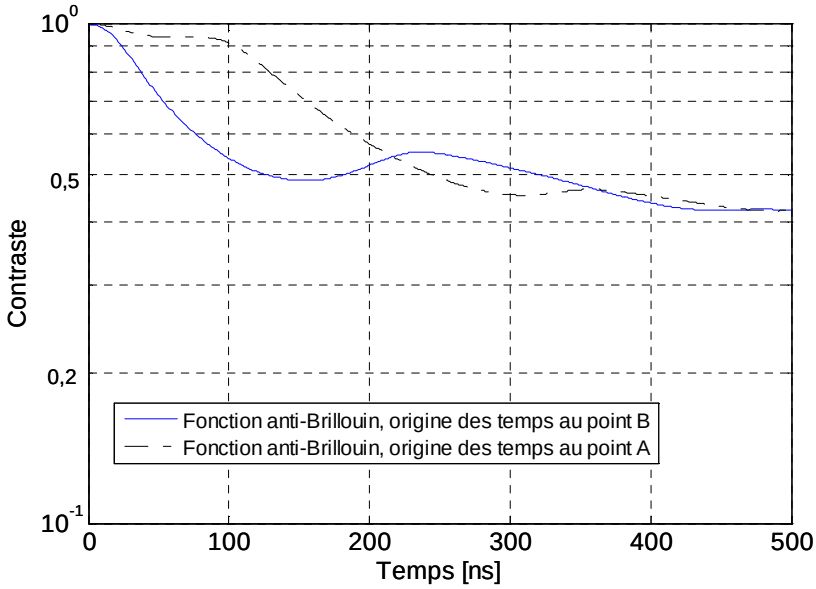

Figure 5-22 : Contraste en fonction du temps d'intégration pour la fonction anti-Brillouin pour deux origines des temps différentes : l'établissement du contraste diffère fortement et est lié à l'évolution de la fréquence instantanée. Au bout d'une période de la modulation de phase (500ps pour f_m=2GHz), les valeurs de contraste sont identiques : l'ensemble des figures de speckle a été décrit dans les deux cas.

C'est ce même phénomène que l'on a observé Figure 5-20 lorsque l'on utilise f_m=10GHz mais le phénomène est beaucoup moins marqué car l'intégration sur le temps retard l'atténue fortement.

Pour compléter l'étude sur la fonction anti-Brillouin, on peut se demander si elle a une influence quand elle est couplée à la fonction lissage. Nous avons fait les simulations associées en considérant les deux modulations de phase nominale utilisées sur le LMJ, c'est-à-dire qu'on a ajouté la modulation de phase à 2GHz (m=21) à la modulation de phase à 14,25GHz (m=15). Le contraste aux temps long est calculé au bout de 500ps (1/2GHz) et on constate que la présence de la fonction anti-Brillouin améliore cette valeur puisque C_∞=18,5%. Cependant au bout de 70ps, on a toujours un contraste de 22,5% qui oscille légèrement selon l'origine des temps considérée comme le montre la Figure 5-23. **La fonction anti-Brillouin n'améliore le lissage que sur les temps longs dans le cas de la modulation de phase nominale sur le LMJ**.

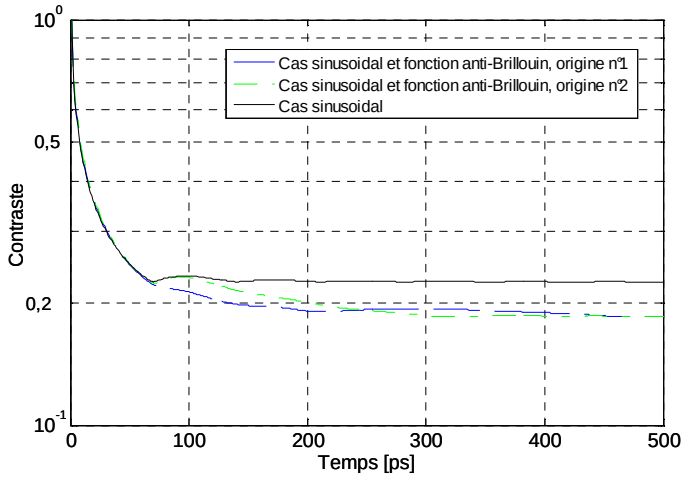

Figure 5-23 : Contraste en fonction du temps d'intégration. Influence de l'ajout de la fonction anti-Brillouin sur la fonction lissage actuellement en place sur le LMJ. On a tracé les deux cas extrêmes, en effet, l'origine des temps modifie l'influence de la fonction anti-Brillouin sur le lissage (cf. Figure 5-22)

Si on ajoute la fonction anti-Brillouin à la solution non sinusoïdale avec f_m=14,25GHz et d'élargissement 313,5GHz, on obtient C_∞=19,6% (au bout de 4ns=1/0,25GHz) tandis qu'au bout de 500ps, le contraste est de 22%, comme l'illustre la Figure 5-24. La fonction anti-Brillouin n'a pas la même influence positive sur la valeur du contraste aux temps longs et est très longue à s'établir. Au bout de 70ps, le contraste peut prendre des valeurs oscillantes entre 23% et 28% : **la fonction anti-Brillouin a tendance à dégrader les performances du lissage pour le cas optimisé sur les temps courts, ce qui n'était pas le cas pour la modulation de phase sinusoïdale**. Surprenant, mais pas totalement.

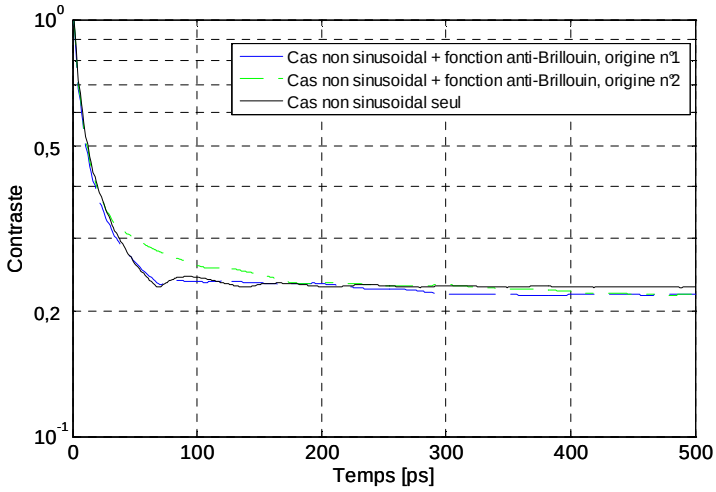

Figure 5-24 : Contraste en fonction du temps d'intégration. Influence de l'ajout de la fonction anti-Brillouin sur la modulation de phase non sinusoïdale optimisée pour le lissage. On a tracé les deux cas extrêmes, car l'origine des temps modifie l'influence de la fonction anti-Brillouin sur le lissage (cf. Figure 5-22)

En effet, la valeur du contraste aux temps longs est liée à la largeur du spectre et à sa platitude. Dans le cas des modulations de phase non sinusoïdales, l'ajout de la fonction Brillouin élargit le spectre (ce qui améliore le lissage) mais n'améliore pas la platitude. Dans le cas nominal, la largeur et la platitude du spectre sont améliorées comme le montre la Figure 5-25 : ces deux points favorisent le lissage dans le cas sinusoïdal.

La différence de durée d'établissement du contraste s'explique par le fait qu'il y a moins « d'interférences » entre les deux modulations à 2 et 14,25GHz dans le cas sinusoïdal que dans le cas non sinusoïdal. Dans le cas non sinusoïdal, le spectre n'est alors parfaitement décrit qu'au bout de 4ns, soit pour une fréquence de 0,25GHz (plus petit battement entre les deux fréquences 2 et 14,25GHz). En ce qui concerne les temps plus courts et en particulier au bout de 70ps, c'est le même phénomène qui s'applique : les spectres associés aux modulations de phase à 14,25GHz sont décrits complètement et sont déformés par une partie du spectre de la modulation de phase du 2GHz. Pour la modulation de phase sinusoïdale, cette déformation est à peine décelable, ce qui n'est pas le cas pour les modulations de phase non sinusoïdales où la déformation peut être très importante comme le montre la Figure 5-26.

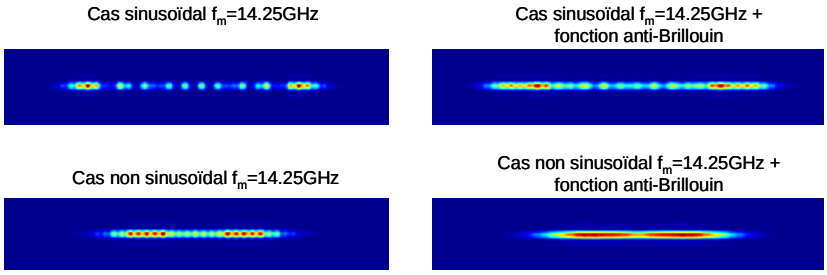

Figure 5-25 : Influence de la fonction anti-Brillouin sur les spectres optiques du lissage au bout d'un temps d'intégration de 4ns (description complète de la modulation de phase). On choisit une observation de type "spectromètre" (Tr=77ps).

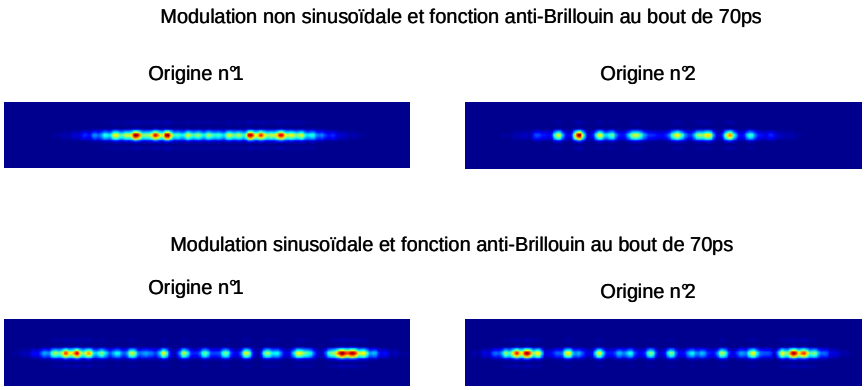

Figure 5-26 : Influence de la fonction anti-Brillouin sur les spectres optiques du lissage au bout d'un temps d'intégration de 70ps (description partielle de la modulation de phase anti-Brillouin). L'origine des temps influe sur la forme des spectres dans le cas non sinusoïdale de manière significative.

L'impact de la fonctionnalité anti-Brillouin laisse perplexe. Cette modulation de phase a une influence positive pour des temps supérieurs à 70ps dans le cas des modulations de phase sinusoïdales et pour des temps supérieurs à 500ps dans le cas non sinusoïdal. Cependant, ces temps sont sans doute trop longs pour impacter le lissage. Sur les temps plus courts et en particulier, au bout de 70ps, on voit que la fonction anti-Brillouin n'influe pas la fonction lissage dans le cas sinusoïdal mais, malheureusement, dégrade la fonction lissage dans le cas non sinusoïdal. Ceci peut être pénalisant pour la qualité de l'interaction laser plasma.

En résumé, nous avons montré dans ce paragraphe de quelle manière l'utilisation d'une modulation de phase non sinusoïdale pouvait être bénéfique concernant le lissage. En particulier, on a montré que dans le cas du LMJ, on peut espérer réduire l'élargissement spectral de 25% tout en conservant les mêmes performances en terme de fonctionnalité lissage (contraste au bout de 70ps et aux temps longs) sauf en présence de la fonction anti-Brillouin : elle n'influe pas le contraste au bout de 70ps dans le cas sinusoïdal mais dégrade les valeurs attendues dans le cas non sinusoïdal. Ceci peut avoir une conséquence dans le choix des solutions optimales que l'on proposera en conclusion dans le chapitre 6.

Nous avons vu qu'il était possible d'obtenir les mêmes niveaux de performances concernant les fonctionnalités anti-Brillouin et lissage avec des spectres moins larges grâce aux solutions non sinusoïdales de type « spectres plats ». Dans les paragraphes suivants, nous montrons que ce rétrécissement permet de réduire la conversion FM-AM et d'améliorer le rendement de conversion de fréquence.

5.3 Réduction de la conversion FM-AM

Nous avons vu qu'une contrepartie gênante de la modulation de phase sur le LMJ était la conversion FM-AM et je renvoie à ce sujet le lecteur aux chapitres 2 et 3 qui sont entièrement consacrés à la conversion FM-AM et à son contrôle. Néanmoins, je vais commencer ce paragraphe par quelques rappels importants.

5.3.1 Éléments théoriques

La conversion FM-AM est liée à un filtrage du spectre de modulation de phase qui est alors partiellement converti en modulation d'intensité quantifiée par le taux de modulation temporel, α, défini par :

$$\alpha = 2.\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \tag{10}$$

avec I_{max} et I_{min} les valeurs extrêmes prises par l'intensité de l'impulsion au cours du temps.
On cherche à minimiser cette modulation d'intensité et en fin de chapitre 2, nous avons exposé deux méthodes pour cela :

- Compensation des filtres par la réalisation de la fonction de transfert inverse. Ce point a fait l'objet de l'étude théorique du chapitre 3.
- Insensibilisation du signal à la fonction de transfert en modifiant la modulation de phase. C'est l'étude qui est menée depuis le chapitre 4 et nous nous sommes orientés vers des spectres « plats » d'élargissements plus faibles. Nous tâchons de quantifier l'impact sur la conversion FM-AM de ces nouveaux spectres et d'effectuer les vérifications expérimentales associées.

Dans quelle mesure peut-on s'attendre à ce que les spectres « plats » proposés au chapitre 4 réduisent la conversion FM-AM ? Pour répondre à cette question, nous rappelons que sur le LMJ, il existe deux types de fonctions de transfert foncièrement différentes :

- Les fonctions de transfert en phase dues à la dispersion chromatique dans les fibres ou au réseau de diffraction.
- Les fonctions de transfert en amplitude, quasiment toutes centrées sur le centre du spectre optique, dues au rétrécissement par le gain dans les plaques amplificatrices ou à l'acceptance spectrale limitée du système de conversion de fréquence.

Concernant les fonctions de transfert en phase de type dispersion chromatique, nous avons établi (cf. équation (10) et (22) du chapitre 2) que le taux de modulation temporel dans le cas d'une modulation de phase sinusoïdale de paramètres (m, f_m) s'exprimait sous la forme :

$$\alpha = 2|\varphi_2|mf_m{}^2 \tag{11}$$

avec φ_2 caractéristique de la dispersion chromatique en jeu.

On constate alors que α évolue avec mf_m^2, la platitude où la forme du spectre importe peu face à la manière dont on a créé le spectre. Or, dans le cas des modulations non sinusoïdales permettant d'obtenir des spectres plats, on a m_1 et m_3 fixes et faibles tandis que m_2 est variable et de valeur prépondérante dans les cas étudiés pour le LMJ : la profondeur de modulation prépondérante est associée à la fréquence de modulation $2f_m$, ce qui n'est pas favorable à la vue de l'expression (11). Dans le cas du lissage pour le LMJ, configuration étudiée au paragraphe précédent, on a $mf_m^2=15x(14.25)^2\approx3000$, tandis qu'on propose une solution non sinusoïdale avec $m_2=4.5$, ce qui donne $m_2.(2f_m)^2 \approx3600$. On s'attend donc à ce que les spectres plats n'améliorent pas le taux de conversion FM-AM introduit par la dispersion chromatique voire le dégrade sensiblement. On vérifie cette assertion en simulant à l'aide de Miró, la dispersion angulaire entre les réseaux du SCF du LMJ et on en déduit le taux de modulation temporel correspondant, et ceci pour différentes configurations :

- Cas du lissage nominal LMJ à 1ω ($m=5$, $f_m=14,25$GHz) : $\alpha=13\%.m^{-1}$.
- Cas du lissage avec $f_m=14,25$GHz en solution non sinusoïdale à 1ω ($m_1=1,4/3$, $m_2=4,5/3$, $m_3=0.45/3$, $\varphi_2=90°$, $\varphi_3=180°$) : $\alpha=21\%.m^{-1}$.
- Cas du lissage avec $f_m=10$GHz en solution non sinusoïdale à 1ω ($m_1=1,4/3$, $m_2=7/3$, $m_3=0.45/3$, $\varphi_2=90°$, $\varphi_3=180°$) : $\alpha=13,5\%.m^{-1}$.

La solution non sinusoïdale à f_m constant permettant la même qualité de lissage dégrade le taux de modulation temporel dû à des fonctions de transfert de dispersion chromatique. On peut revenir à des taux de modulations similaires en choisissant une autre solution non sinusoïdale avec une fréquence de modulation plus faible ($f_m\leq10$GHz)[1].
Si le cas des fonctions de transfert en phase semble gênant, nous avons montré dans le chapitre 3, que la compensation de la dispersion chromatique était réalisable et simple à mettre en place. Je renvoie le lecteur au chapitre 3 pour les résultats de compensation simulée pour le LMJ et les méthodes de mise en œuvre envisagées.

En suivant la même démarche pour les fonctions de transfert en amplitude centrée sur le spectre, on a, d'après l'équation (18) du chapitre 2, pour une modulation sinusoïdale de paramètres (m, f_m) :

[1] Cette possibilité sera étudiée au chapitre 6 dédié à l'étude de l'ensemble des compromis possibles. Pour la suite de ce paragraphe, on considérera $f_m=14,25$GHz, bien que cela soit défavorable pour tout effet de dispersion chromatique.

$$\alpha = \frac{\gamma^2 (mf_m)^2}{1 - \frac{\gamma^2}{2}(mf_m)^2} \tag{12}$$

avec γ caractéristique de la largeur de la fonction de transfert considérée.

On constate alors que α évolue avec $m.f_m$. Or, dans le cas d'une modulation de phase sinusoïdale, on a un élargissement spectral, $\Delta f \approx 2m.f_m$ (critère de Carson [4]) donc α évolue avec Δf. Dans le cas de ces fonctions de transfert, on s'attend à ce qu'une diminution de l'élargissement spectral réduise la conversion FM-AM (cf. Figure 5-27).

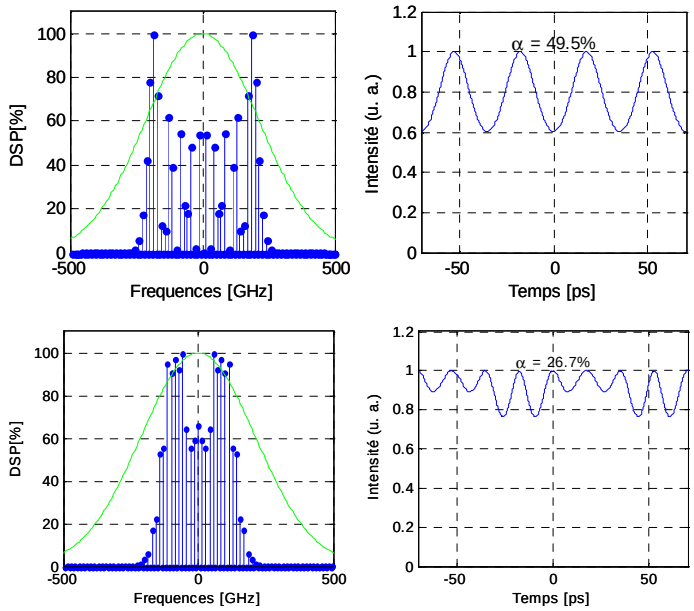

Figure 5-27 : Impact d'une fonction de transfert en amplitude centrée sur le spectre de modulation de phase - Ligne supérieure: Fonction lissage du LMJ (m=15, f_m=14,25GHz), le taux de modulation temporel est de 50% - Ligne inférieure : Utilisation de la solution non sinusoïdale donnant la même qualité de lissage (m_1=1,4, m_2=4,5, m_3=0.45, φ_2=90°, φ_3=180°), le taux de modulation temporel est presque réduit de moitié et vaut 27%.

5.3.2 Vérification expérimentale

Nous avons mis en place une expérience pour montrer en pratique l'intérêt des modulations non sinusoïdales sur les fonctions de transfert en amplitude. Le choix de la fréquence de modulation dépend de nos capacités à mesurer les modulations d'intensité de la conversion FM-AM. Nous avons utilisé le système de modulations non sinusoïdales à 2/4/6/8GHz associé à un oscilloscope de bande passante 15GHz, de manière à pouvoir mesurer l'ensemble de la conversion FM-AM. On ne peut pas effectuer directement une expérience qui serait semblable à un des phénomènes décrits au chapitre 2 qui se produit sur le LMJ : les fonctions

de transfert en amplitude sont de grandes largeurs spectrales et sont sources de conversion FM-AM vis-à-vis de la fonction lissage à f_m=14,25GHz. Elles n'affectent pas la fonction anti-Brillouin ou de manière négligeable. C'est pourquoi nous avons décidé de créer une fonction de transfert en amplitude afin d'exacerber les phénomènes pour des modulations de phase à f_m=2GHz. Le filtre utilisé pour créer cette fonction de transfert est un interféromètre à deux ondes en utilisant la biréfringence dans une fibre à maintien de polarisation (PMF). Nous avons déjà présenté ce filtre comme étant une fonction de compensation potentielle de la conversion FM-AM dans le chapitre 3. Cette fois-ci, on se sert de ce filtre comme source de conversion FM-AM. Ce filtre est intéressant car aisément accordable. On rappelle son principe Figure 5-28 :

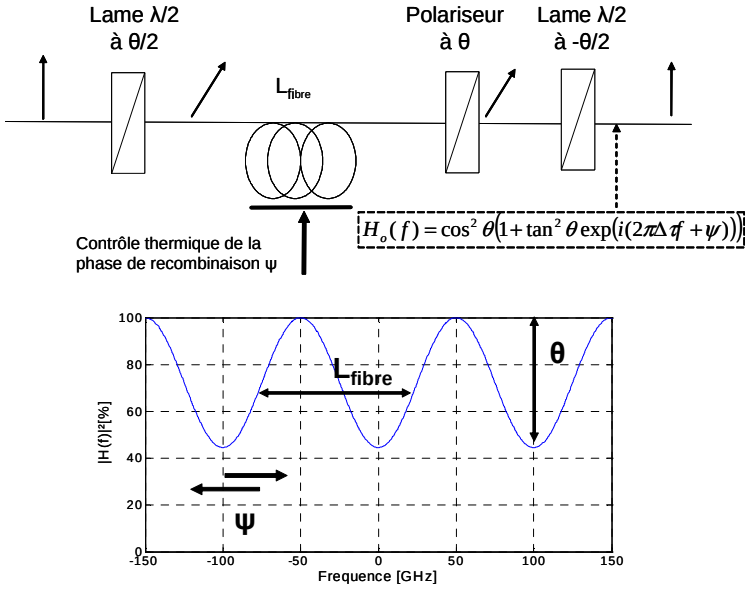

Figure 5-28 : Filtre interférométrique paramétrique en utilisant la biréfringence dans les PMF - Impact des paramètres sur la fonction de transfert

La fonction de transfert, H_o, d'un tel filtre s'écrit :

$$H_o(f) = 1 + A\exp\left(i(2\pi f\Delta\tau + \psi)\right) \tag{13}$$

Les paramètres A, $\Delta\tau$ et ψ, sont liés respectivement à l'angle θ des polariseurs, de la longueur de fibre L_{fibre} utilisée et aux contraintes thermiques et mécaniques appliquées à la fibre.

Cette fonction n'est pas une fonction réelle, ce n'est donc pas exactement une fonction de transfert en amplitude. Néanmoins, nous avons montré dans le chapitre 3 qu'en utilisant une position de symétrie (ψ=0° dans le cas présent), il n'y avait pas de terme de dispersion chromatique et que le premier terme de phase était un terme d'ordre 3. On peut alors se

contenter d'un développement à l'ordre 2 du module de la fonction (13) pour de faibles valeurs de $\Delta\tau$:

$$|H_o(f)| = 1 - \frac{A}{2(1-A)^2}(2\pi\Delta\tau)^2 f^2 + o[f^2] \tag{14}$$

L'expérience consiste alors à comparer deux spectres de modulations de phase pour différents filtres de la forme (14) pour différentes valeurs de f_{3dB}, la largeur totale du filtre à mi-hauteur. Les spectres utilisés sont deux spectres ayant les mêmes performances en terme d'efficacité anti-Brillouin (d'après les résultats du paragraphe 5.1) :

- m=7, f_m=2GHz, correspondant à un élargissement de 32GHz
- m1=1,35, m_2=2,05, m_3=0,2, φ_2=90°, φ_3=180°, f_m=2GHz, correspondant à un élargissement de 24GHz

La solution non sinusoïdale correspond à un spectre plus étroit de 25% par rapport au cas sinusoïdal, rétrécissement similaire à ce que l'on peut espérer sur la fonctionnalité lissage sur le LMJ comme présenté Figure 5-27 et en conclusion du paragraphe sur le lissage.
Les résultats de cette expérience sont présentés Figure 5-29 :

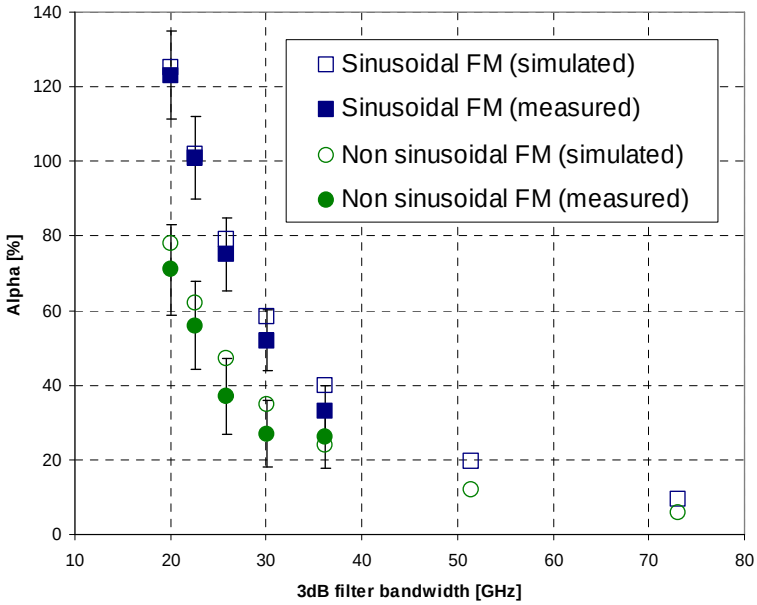

Figure 5-29: Taux de modulation temporelle pour différentes fonctions de transfert en amplitude. Comparaison entre modulation de phase sinusoïdale et non sinusoïdale. Les incertitudes de mesure prennent en compte le bruit du détecteur, les incertitudes sur le contrôle du centrage du filtre sur le spectre (valeur de ψ) et sur le réglage des spectres de modulations de phase. Les valeurs simulées sont obtenues par calcul numérique sous matlab.

Les résultats expérimentaux sont comparables aux résultats théoriques attendus et valident le modèle analytique utilisé. On remarque que la réduction de la conversion FM-AM dans le cas de l'utilisation de la solution non sinusoïdale par rapport au cas sinusoïdal avoisine les 40%.

Un autre effet bénéfique de l'utilisation d'une modulation de phase non sinusoïdale est que le spectre de la modulation d'intensité (spectre AM dont l'importance a été montrée au chapitre 2) se retrouve décalé vers les hautes fréquences comme le montrent les formes temporelles mesurées et présentées Figure 5-30. Ce décalage est intéressant pour le taux de modulation temporel sur cible.[1] En effet, on sait depuis le chapitre 2 que la focalisation sur cible est un filtre passe-bas en intensité qui va donc réduire plus fortement les modulations AM dans le cas non sinusoïdal.

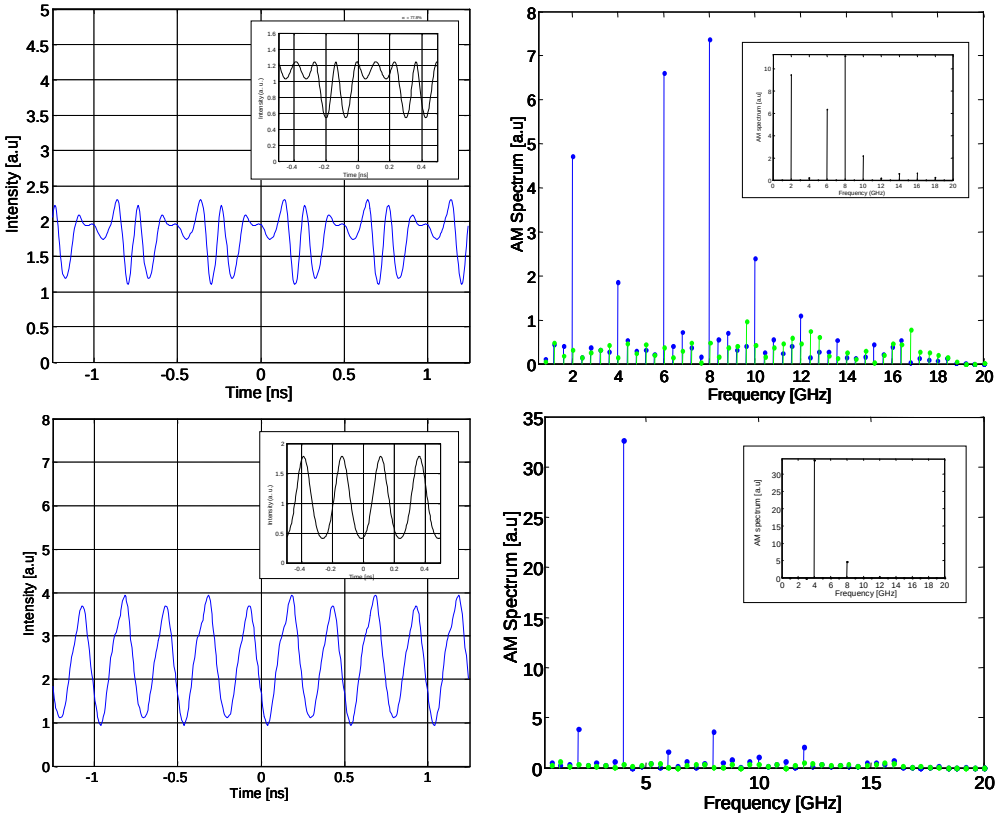

Figure 5-30 : Formes temporelles mesurées et spectres AM associés en présence de conversion FM-AM : cas sinusoïdal (ligne supérieure) et non sinusoïdal (ligne inférieure) . Ces résultats correspondent aux valeurs de taux de modulation avec un filtre avec f_{3dB}=20GHz présentées Figure 5-29. En vert, le niveau de bruit qui a été filtré lors du traîtement des mesures - En insert, les résultats des simulations associées.

[1] Nous n'avons pas trouvé d'explications analytiques satisfaisantes à ce phénomène. En effet, on sait que le spectre AM est lié aux battements entre les composantes du spectre optique : les raies étant espacées de f_m, le spectre AM est composé des fréquences harmoniques de f_m. Cela reste vrai dans le cas non sinusoïdal et pourtant le spectre AM associé est très différent. Sur l'établissement du spectre AM, il semble donc que la manière dont on crée la modulation de phase soit importante : dans le cas non sinusoïdal, on a dans le signal de modulation essentiellement la fréquence $2.f_m$ et le spectre AM est décalé vers les fréquences doubles.

5.3.3 Extrapolation au cas du Laser MégaJoule

L'emploi de modulations de phase non sinusoïdales semble donc bénéfique du point de vue de la conversion FM-AM et nous cherchons à quantifier le gain en pratique sur le LMJ en tenante compte de l'ensemble des fonctions de transfert rencontrées (à la fois en phase et en amplitude). Pour cela, nous utilisons le code de propagation Miró comme pour les chapitres 2 et 3. Nous ne considérons ici que la fonctionnalité lissage et, dans un premier temps, on ne simule que le système de conversion de fréquence. On obtient les résultats suivants avec les notations du chapitre 2, dans le cas d'une impulsion à haute intensité (I=2,5GW/cm²)[1]:

- Pour f_m=14,25GHz et m=15, α_∞=36% et α_{cible}=8%
- Pour f_m=14,25GHz et m_1=1,4, m_2=4,5, m_3=0,45, φ_2=90°, φ_3=180°, α_∞=41% et α_{cible}=3%

Il n'y a pas de gain concernant la conversion FM-AM dans une bande spectrale infinie avant focalisation car l'impact de la dispersion des réseaux est négatif pour les modulations de phase non sinusoïdales et compense le gain obtenu sur la fonction d'acceptance spectrale. Mais on voit l'influence du spectre AM qui est décalé vers les autres fréquences car le taux de modulation sur cible est très faible (3% contre 8% dans le cas sinusoïdal).
Pour voir un gain significatif, il faut compenser en grande partie la dispersion introduite par les réseaux. Toujours à haute intensité, en utilisant les fonctions de compensation proposées au chapitre 3, on obtient :

- Pour f_m=14,25GHz et m=15 à 3ω, α_∞=21,5% et α_{cible}=3%
- Pour f_m=14,25GHz et m_1=1,4, m_2=4,5, m_3=0.45, φ_2=90°, φ_3=180°, α_∞=16.5% et α_{cible}=1,5%

Dans ce cas, le choix d'une modulation de phase non sinusoïdale devient intéressant puisque l'on diminue de plus de 20% le niveau de conversion FM-AM en bande passante infinie.

Nous avons aussi effectué des simulations supplémentaires en essayant de prendre en compte la conversion FM-AM complète du LMJ. On considère que la source et le pilote introduisent 7% de conversion FM-AM dans une bande passante de 10GHz (valeur attendue sur le LMJ comme étant réaliste d'après le chapitre 2). On peut obtenir cette valeur de plusieurs

[1] Le tableau de résultats complets sera donné au chapitre 6. En particulier, on traitera le cas des basses intensités.

manières, on choisit une fonction de transfert avec une faible dispersion chromatique et une fonction de transfert de rétrécissement par le gain légèrement décentrée. La section amplificatrice est simulée par une fonction de rétrécissement par le gain en se basant sur les résultats du chapitre 2. En utilisant, cette « chaîne réaliste » du LMJ, on obtient alors les résultats suivant sans fonction compensatrice du SCF :

- Pour f_m=14,25GHz et m=15 à 3ω, α_∞=48,5% et α_{cible}=7,5%
- Pour f_m=14,25GHz et m_1=1,4, m_2=4,5, m_3=0,45, φ_2=90°, φ_3=180°, α_∞=44% et α_{cible}=3,5%

Sur une fonction de transfert « réaliste » du LMJ, le gain sur la conversion FM-AM en bande passante infinie d'une solution non sinusoïdale est donc de 10%, ce qui est assez faible. Cette solution devient intéressante si elle est combinée à la fonction de compensation du SCF. Dans le cas où on combine les deux solutions, on trouve en effet :

- Pour f_m=14,25GHz et m=15 à 3ω, α_∞=34% et α_{cible}=3%
- Pour f_m=14,25GHz et m_1=1,4, m_2=4,5, m_3=0,45, φ_2=90°, φ_3=180°, α_∞=23% et α_{cible}=2%

On obtient, dans ce cas, une réduction d'un tiers de la conversion FM-AM restante après compensation de la fonction de transfert du LMJ et l'ensemble des deux solutions permet la réduction de plus de 50% de la conversion FM-AM à haute intensité.

En conclusion de ce paragraphe, on peut dire que l'utilisation des modulations de phase non sinusoïdales est bénéfique du point de vue de la conversion FM-AM lorsque les fonctions de transfert en jeu sont des fonctions de transfert en amplitude. Ce n'est pas le cas pour les fonctions de transfert en phase. Pour le LMJ, cette solution seule n'est pas particulièrement intéressante puisque les fonctions de transfert en phase sont importantes. Néanmoins, on obtient un gain substantiel si on utilise les fonctions de compensation du SCF proposées au chapitre 3. **Les deux solutions proposées dans cette thèse permettraient alors de réduire de plus de 50% la conversion FM-AM sur le LMJ tout en conservant la même fonctionnalité de lissage et la même fréquence de modulation f_m.** Nous verrons au cours du chapitre 6, des résultats complémentaires tenant compte de considérations supplémentaires : choix de la fonction anti-Brillouin et de la fréquence de modulation.

5.4 Amélioration du rendement de conversion de fréquence

Nous abordons maintenant le quatrième et dernier point de ce chapitre lié au contrôle des performances laser. Ce point concerne le rendement de conversion de fréquence du SCF et donc de l'énergie transmise jusqu'à la cible.

5.4.1 Éléments théoriques

Le rendement de conversion est affecté par la modulation de phase puisque l'acceptance spectrale du SCF est limitée (cf. chapitre 2). Outre la conversion FM-AM que cela génère, ce filtre provoque une perte non négligeable en énergie : seule la fréquence centrale du spectre est à la fréquence de l'accord de phase, les autres raies du spectre de modulation de phase sont partiellement désaccordées et donc moins bien converties. Sur le LMJ, la perte d'énergie due à l'élargissement introduit par la fonctionnalité lissage est d'environ 150kJ par rapport à la même configuration de conversion dans le cas d'une impulsion non élargie (environ 8% de l'énergie totale du LMJ qui est de 1,8MJ). L'utilisation d'une modulation de phase présentant un spectre plus étroit serait alors moins filtrée et permettrait donc d'améliorer le rendement de conversion du système de conversion de fréquence et, par conséquent, l'énergie totale sur cible[1].

Pour simuler l'influence de l'acceptance spectrale sur le rendement de conversion de fréquence, on utilise le modèle de conversion de fréquence présenté du chapitre 2. J'avais alors montré que l'on pouvait simuler l'influence de l'acceptance spectrale comme une fonction de transfert, H_c, donnant le spectre optique filtré à 3ω, noté $\tilde{A}_{3\omega}$:

$$\tilde{A}_{3\omega}(f) = H_c(f).\tilde{A}_{3\omega\max}(f) \tag{15}$$

avec $\tilde{A}_{3\omega\max}$, le spectre optique idéal en l'absence de filtrage et qui est lié au spectre incident à 1ω par la relation dans le domaine temporel : $A_{3\omega\max}(t) \propto A_{1\omega}(t)^3$. La relation (15) peut être également décrite en terme de DSP, et on a :

[1] Cette amélioration peut être vue de deux manières différentes : obtention de plus d'énergie sur cible ou diminution de l'énergie nécessaire à 1ω. Dans ce paragraphe, nous utilisons le premier point de vue mais on peut supposer qu'en pratique, on préférera extraire moins d'énergie dans les plaques (effets thermiques et endommagement minimisé).

$$DSP_{3\omega}(f) = \left|H_c(f)\right|^2 .DSP_{3\omega\max}(f) \tag{16}$$

D'après le théorème de Parseval [9], on relie les expressions des énergies, E, associées à la puissance, P, et à la DSP de la manière suivante :

$$E = \int_t P dt = \int_t \left|A(t)\right|^2 dt = \int_f \left|\tilde{A}(f)\right|^2 .df = \int_f DSP(f).df \tag{17}$$

En utilisant les formules (16) et (17), on peut en déduire la perte d'énergie due à l'élargissement et à la fonction de transfert liée à l'acceptance spectrale :

$$\frac{E_{3\omega}}{E_{3\omega\max}} = \frac{\int_f \left|H_c(f)\right|^2 DSP_{3\omega\max}(f).df}{\int_f DSP_{3\omega\max}(f).df} \tag{18}$$

L'équation (18) se résout aisément de manière analytique en fonction de H_c et du spectre d'entrée.

5.4.2 Vérification expérimentale

Comme dans les paragraphes précédents, nous avons essayé d'effectuer une expérience afin de valider en pratique les principes énumérés. L'expérience planifiée avait un objectif double :

- Mesure du rendement de conversion de fréquences en fonction de l'élargissement spectral
- Mesure des spectres optiques à 1ω et 3ω, afin de s'assurer que l'on arrive à contrôler le réglage des cristaux et des spectres à 3ω par l'installation de deux spectromètres avant et après conversion de fréquence.

Concernant les mesures de rendement de conversion de fréquence, nous avons effectué une campagne de tirs mobilisant l'installation ALISE (installation laser du CESTA de grande dimension permettant des tirs de type nanoseconde à haute énergie (jusqu'à 100J)). Nous avons décidé d'exacerber le phénomène de filtrage par acceptance spectrale afin d'observer des différences de comportement significatifs et mesurables. Pour cela, on rappelle que

l'acceptance spectrale du SCF sur le LMJ est fortement améliorée par la présence du réseau 1ω en amont (cf. chapitre 2 et [8]). On utilise donc des cristaux semblables à ceux du SCF (KDP et DKDP d'épaisseur 10mm[1]) mais nous n'ajoutons pas de réseau plan en amont, ce qui limite fortement l'acceptance spectrale du système (cf. courbes de la Figure 5-31(a) obtenues grâce au logiciel Miró). On a choisi d'effectuer des séries de tirs pour différentes intensités crêtes incidentes afin d'observer le rétrécissement de l'acceptance spectrale avec l'augmentation de l'intensité. Et pour chacune des séries, il était prévu de tester différents élargissements pour les modulations de phase sinusoïdales et non sinusoïdales en employant le système de modulation 10/20/30GHz et d'observer l'évolution de l'énergie convertie. La diminution du rendement de conversion de fréquence attendue dans le cas des modulations de phase sinusoïdales est obtenue par application de l'équation (18) et les résultats de ces simulations sont présentés Figure 5-31(b). Dans le cas extrême, on peut s'attendre à voir une diminution supérieure à 40% de l'énergie convertie (élargissement maximal de 600GHz avec notre système de modulation).

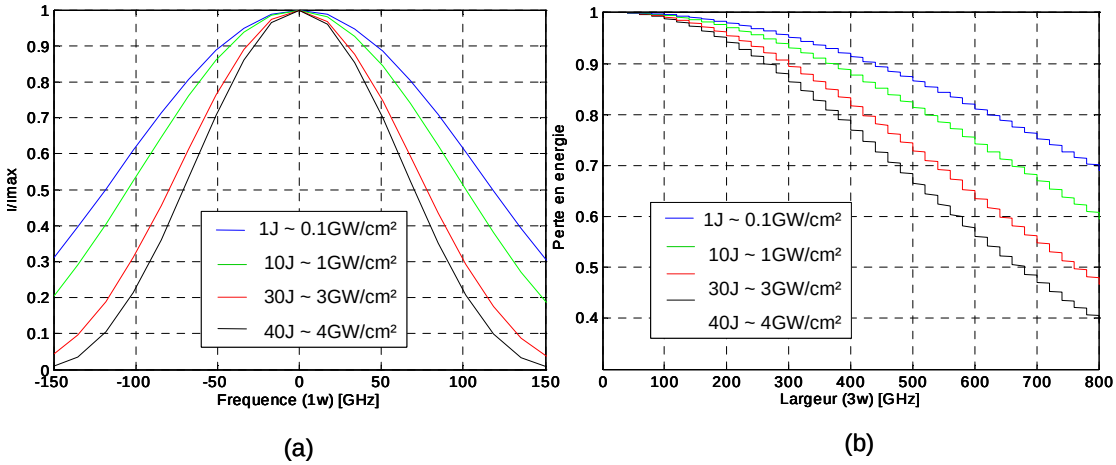

Figure 5-31 : (a) Courbes d'acceptance spectrale pour différentes intensités dans la configuration d'une impulsion « carrée » de durée 1ns avec un profil spatial super-gaussien de diamètre Φ=36mm (soit une surface de 10cm²). Plus l'intensité crête est importante, plus l'acceptance spectrale est faible – (b) Perte en énergie par rapport au cas non élargi en fonction de l'élargissement de la modulation de phase sinusoïdale utilisée : plus le filtre est sévère, plus la perte en énergie est importante à largeur équivalente. La forme en échelette de la courbe est due à la discontinuité des valeurs possibles de l'élargissement.

Les tirs étant considérés comme intenses pour la chaîne d'amplification, ils nécessitent d'être espacés d'une heure pour laisser refroidir les plaques amplificatrices. Dans cette configuration, on peut espérer 8 tirs par jour. En supposant que l'on désire obtenir 4 points sur

[1] Sur le LMJ, les épaisseurs sont de 14mm (KDP doubleur) et 9mm (DKDP tripleur) afin justement de maximiser l'acceptance spectrale du SCF.

chaque courbe dans le cas sinusoïdal et non sinusoïdal, cela équivaut à une semaine d'expérience. Nous disposions d'une campagne de deux semaines, qui intégraient le réglage des diagnostics spectraux (voir point suivant), le réglage de l'accord de phase des cristaux et les problèmes divers (qui ne manquent jamais d'arriver).
Cette expérience nécessite un réglage très précis des spectres en entrée à 1ω et des angles d'incidence sur les cristaux qui doivent être parfaitement à l'accord de phase. Une observation du spectre à 3ω est donc nécessaire pour s'assurer du bon réglage du système de modulation et des cristaux.

Concernant ce second point sur la mesure des spectres optiques, nous avons mis en place, spécifiquement pour l'expérience, deux spectromètres à réseaux de diffraction. Le spectromètre à 1ω a déjà été présenté, il a permis d'effectuer les tests sur le système de modulation à 10/20/30GHz et a permis l'expérience sur le lissage (cf. paragraphe 5.2). Sa résolution théorique est de 7GHz et permet le réglage et le contrôle des spectres à 1ω. À 3ω, l'obtention d'un spectromètre avec le même type de résolution est plus difficile. En effet, on rappelle comment est définie la limite de résolution des réseaux plans à l'incidence de Littrow [7] :

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda_{\lim ite}} = n_{passages}.N_{traits\acute{e}clair\acute{e}s} \tag{19}$$

On note, $n_{passages}$, le nombre de passage du faisceau sur le même réseau ou des réseaux identiques. Le passage de 1ω à 3ω n'est pas favorable puisqu'il implique qu'il faut tripler le nombre de traits éclairés à résolution égale. En pratique, nous avons choisi les réseaux ayant la plus grande densité de traits possible (3600tr.mm^{-1}, article de catalogue pour des dimensions de 50x50mm) et en augmentant la taille du faisceau incident (diamètre de 36mm après conversion de fréquence). Nous avons aussi choisi d'utiliser une configuration à deux réseaux ($n_{passages}$=2). Un tel système possède alors une résolution théorique de 3GHz[1]. L'image du spectre élargi est obtenue dans le plan focal d'une lentille. Afin d'observer un spectre de 600GHz de large, sans être limité par la résolution de la caméra CCD utilisée, nous avons choisi une lentille de 2m de distance focale. Le contrôle de l'axe du faisceau est alors très important pour ne pas sortir du champ de la caméra. Nous n'avons, hélas, pas pu faire fonctionner ce spectromètre pour des impulsions élargies. Ce dernier a été aligné à l'aide d'un laser de réglage. Afin de préserver les réseaux de l'endommagement lors du passage en

faisceau intense, nous avons remplacé certains miroirs de renvois par des lames à 4% de réflexion, ce qui avait toujours pour effet de suffisamment dérégler l'axe du faisceau pour ne plus l'observer sur la caméra. La fréquence de tir en faisceau intense étant d'un tir toutes les quinze minutes, la reprise du réglage était très difficile. L'observation des spectres à 3ω n'a pas pu être réalisée durant les deux semaines de campagne.

Finalement cette expérience n'a pu produire aucun résultat car les problèmes de réglages de la chaîne laser ont été longs à régler : changement de cavité régénératrice en cours d'expérience et donc, « perte » du spectromètre à 1ω. À partir de là, faire des mesures de conversion de fréquence sans connaître le spectre injecté était difficile et aucun résultat significatif ne peut être présenté ici. Nous n'avons donc pas pu valider expérimentalement les résultats que nous attendions par simulation à cause de ces contraintes techniques importantes.

5.4.3 Extrapolation au cas du Laser MégaJoule

Malgré l'échec des vérifications expérimentales exposé au paragraphe précédent, nous allons supposer le modèle comme adapté aux phénomènes physiques réels[2]. Et nous présentons maintenant les résultats que l'on peut espérer obtenir sur le LMJ dans le cas de l'utilisation de modulations de phase non sinusoïdales. La forme temporelle d'une impulsion permettant la fusion sur le LMJ, peut être schématisée de la manière suivante :

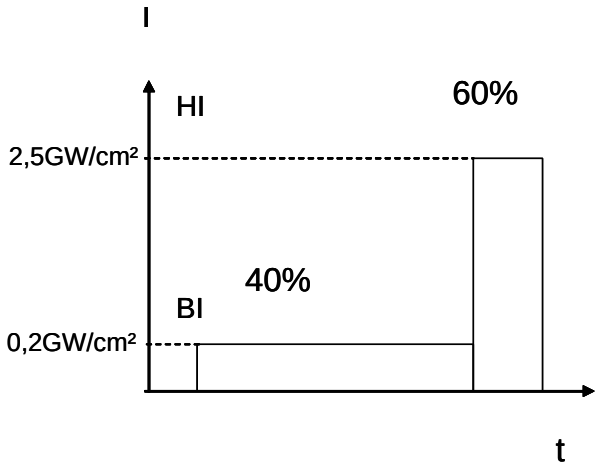

Figure 5-32 : Forme temporelle schématique d'une impulsion sur le Laser MégaJoule à 1ω

[1] Cette résolution sous-entend un faisceau en limite de diffraction donc très peu aberrant. On a « surdimensionné » le spectromètre pour prévenir l'éventualité de faisceaux ayant des fronts d'onde dégradés.
[2] L'intérêt des expériences n'est d'ailleurs pas de redémontrer une partie de la physique parfaitement connue mais de vérifier que les solutions proposées sont facilement reproductibles en pratique. Ici, ce n'est objectivement pas le cas.

Le pré-palier de l'impulsion sert à transformer le gaz autour de la cible en plasma afin de préparer la fusion de la cible. L'intensité étant faible, le rendement de la conversion de fréquence est très mauvais (de l'ordre de 10%). C'est pourquoi à 1ω, ce pré-palier doit être énergétique et correspond à environ 40% de l'énergie totale de l'impulsion. Le reste de l'énergie se trouve dans le pic de l'impulsion très bref et très intense : les intensités crêtes sont supérieures à 2GW/cm² durant environ 3ns. Durant ces 3ns, l'acceptance spectrale est fortement pincée et l'impact d'une modulation de phase d'élargissement spectral faible permet un gain non négligeable en énergie.

En faisant l'hypothèse simplificatrice que le pic de l'impulsion est un palier d'intensité crête constante à 2,5GW/cm², on connaît d'après les résultats du chapitre 2, la forme de l'acceptance spectrale du SCF et on peut en déduire la perte de rendement de conversion de fréquence en fonction des élargissements considérés. On en déduit les deux courbes de la Figure 5-33 :

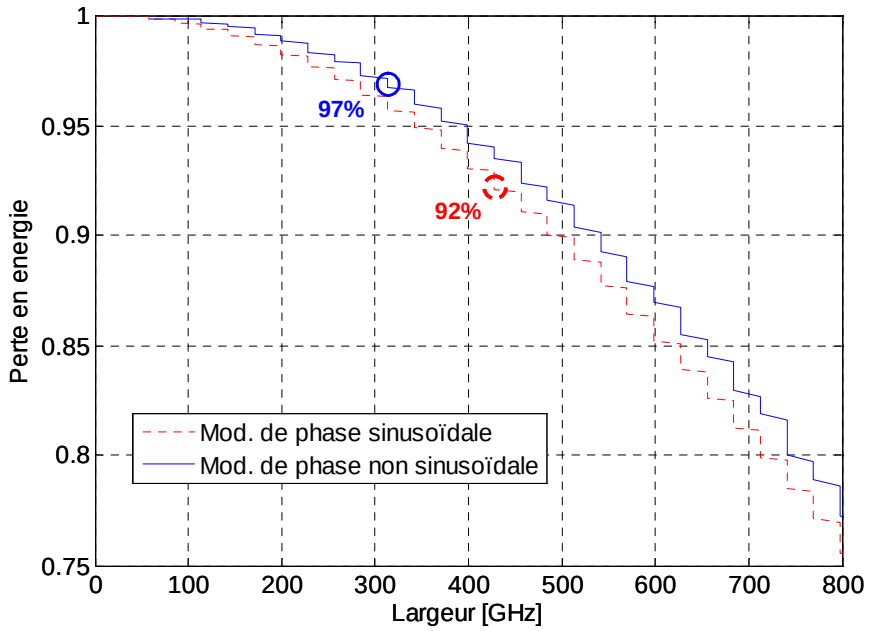

Figure 5-33 : Conversion de fréquence sur le LMJ. Perte en énergie par rapport au cas non élargi en fonction de l'élargissement de la modulation de phase sinusoïdale utilisée. Les deux points mentionnés sont des spectres ayant les même performances de lissage optique, le spectre de modulation de phase non sinusoïdale est plus étroit est donc moins filtré que le spectre de modulation de phase sinusoïdale.

D'après les résultats de la Figure 5-33, on voit qu'à élargissement constant, l'intérêt des modulations de phase non sinusoïdales est limité mais non nul. En effet, dans le cas sinusoïdal, l'énergie a tendance à se situer dans les raies éloignées du centre du spectre, là où le filtre est plus sévère. Tandis que dans le cas non sinusoïdal, l'énergie est mieux distribuée

sur l'ensemble de la largeur spectrale et en particulier au centre du spectre où le filtre n'a qu'un impact négligeable. On donne la Figure 5-34 à titre d'illustration :

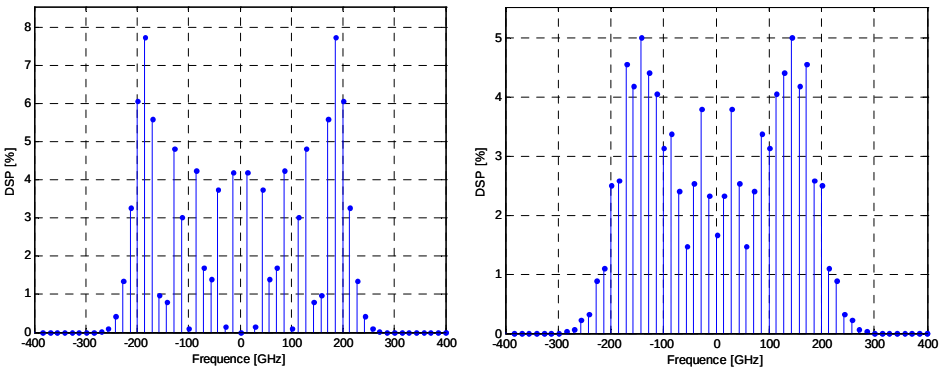

Figure 5-34 : Spectres de modulation de phase ayant le même élargissement (critère à 95% de l'énergie encerclée) dans le cas sinusoïdal (à gauche - f_m=14,25GHz, m=15) et non sinusoïdal (à droite - f_m=14,25GHz, m_1=1,4 ; m_2=7 ; m_3=0.45 ;φ_2=90° ; φ_3=180°). Si l'élargissement est identique, les raies les plus énergétiques sont plus proches du centre du spectre dans le cas non sinusoïdal que dans le cas sinusoïdal ce qui est légèrement plus favorable pour le rendement de conversion de fréquence.

L'essentiel du gain s'obtient en diminuant la largeur du spectre. En particulier, si on compare des spectres ayant même efficacité en terme de lissage optique (points mis en évidence sur la Figure 5-33), on voit que la perte de rendement de conversion par rapport au cas non élargi idéal passe de 8% à 3% à peine. Le code de propagation Miró confirme ces résultats. On a, pour cela, simulé l'ensemble du système de conversion de fréquence du LMJ pour une impulsion carré d'intensité crête à 0,2GW/cm² et 2,5GW/cm², puis on a calculé les différents rendements, μ, de conversion de fréquence :

Basse intensité (0.2GW/cm²) :

- Aucun élargissement, μ=10,58%
- Cas sinusoïdal : f_m=14,25GHz , m=15 , μ=10,19%
- Cas non sinusoïdal : f_m=14,25GHz, m_1=1,4 ; m_2=7 ; m_3=0.45 ; φ_2=90° ; φ_3=180°, μ=10,44%

Haute intensité (2,5GW/cm²) :

- Aucun élargissement, μ=82,91%
- Cas sinusoïdal : f_m=14,25GHz ,m=15 , μ=76.09%
- Cas non sinusoïdal : f_m=14,25GHz, m_1=1,4 ; m_2=7 ; m_3=0.45 ; φ_2=90° ; φ_3=180°, μ=80,18%

En appliquant ces résultats à une impulsion de la forme de la Figure 5-32 et en faisant l'hypothèse que dans le cas nominal (fonction lissage et anti-Brillouin de type sinusoïdal), on a une énergie sur cible de 1,8MJ. On en déduit, les énergies sur cible, E_{cible}, dans les différents cas d'élargissement considérés :

- Aucun élargissement, E_{cible}=1,959MJ
- Cas sinusoïdal : f_m=14,25GHz , m=15 , E_{cible}=1,805MJ
- Cas non sinusoïdal : f_m=14,25GHz , m_1=1,4 ; m_2=7 ; m_3=0.45 ;φ_2=90° ; φ_3=180° , E_{cible}=1,898MJ

Ces résultats de simulations sont conformes aux résultats prédits et on voit que l'on perd bien 8% de l'énergie sur cible à cause de l'élargissement spectral nominal du LMJ et que la solution de type non sinusoïdal à mêmes performances lissage permet de ne perdre que 3% de l'énergie. **Cela correspond à un gain de près de 100kJ sur cible par rapport au cas nominal soit plus de 5% de l'énergie.**

Nous avons fini notre tour d'horizon des différents effets pouvant être affectés par un changement de modulation de phase. Nous avons pour chacun des phénomènes en jeu présenté des exemples d'extrapolations possibles au cas du LMJ. Il est temps maintenant de faire la synthèse complète en tenant compte de chacun de ces paramètres simultanément. C'est ce que nous proposons de faire dans le dernier chapitre de ce mémoire : tenir compte des différents compromis à faire et proposer des solutions qui nous paraissent optimales en quantifiant les performances attendues pour chacun des quatre points : efficacité anti-Brillouin, performances en lissage optique, niveau de conversion FM-AM et rendement de conversion de fréquence.

Références :

1. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 3rd edition (2001)
2. M. O. Van Deventer and A. J. Boot : “Polarization Properties of Stimulated Brillouin Scattering in Single-Mode Fibers”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, n°4, pp.585-590
3. L. Videau : « Le lissage optique pour les chaînes de puissance », thèse de l’Ecole Polytechnique (1998)
4. J. Garnier : « Ondes en milieux aléatoires », thèse de l’Ecole Polytechnique (1996)
5. D. H. Munro, S. N. Dixit, A. B. Langdon, and J. R. Murray : “Polarization smoothing in a convergent beam”, Applied Optics, Vol. 43, n°36, p. 6639-6647 (2008)
6. J. R. Carson, “Notes on the theory of modulation’, Proc. IRE, Vol.10, pp.57-64 (1922)
7. R.W. Boyd, *Non-linear Optics*, Academic Press, 2nde édition (2002)
8. A. Boscheron, “Etude de nouvelles configurations de conversion de fréquence pour l’optimisation des lasers de haute puissance”, thèse de l’université Paris XI (1996)
9. J-M. Bony, “Cours d’analyse”, Éditions de l’École Polytechnique (2001)

Chapitre 6

Compromis pour une modulation de phase optimisée sur le Laser MégaJoule

6 Compromis pour une modulation de phase optimisée sur le Laser MégaJoule 173

6.1 Optimisation de la modulation anti-Brillouin 173

6.2 Optimisation de la modulation du lissage 179

6.3 Quel compromis choisir ? 186

6.4 Conclusions et perspectives 189

« **Compromis**, *chose due* »

(Confucius)

6 Compromis pour une modulation de phase optimisée sur le Laser MégaJoule

Dans le chapitre précédent, nous avons montré analytiquement et expérimentalement l'impact des modulations de phase non sinusoïdales sur, successivement, la fonctionnalité anti-Brillouin, le lissage optique, la conversion FM-AM et la conversion de fréquence. Il est temps de prendre en compte l'ensemble des phénomènes et de proposer des solutions pour le Laser MégaJoule. Les discussions de ce chapitre portent sur les différents compromis à faire dans le cas d'une mise en pratique sur le Laser Mégajoule : performances physiques attendues, difficultés de mise en place et stabilité des points de fonctionnement. Ces discussions se font autour de tableaux de simulation qui résument les performances des modulations de phase qui nous ont paru intéressantes à suivre. Le Tableau 1 donne les différents paramètres des modulations de phase que nous avons simulées. Les tableaux 2 à 6 résument l'ensemble des simulations effectuées en donnant les valeurs numériques des différents critères retenus pour la fonction anti-Brillouin, la fonction lissage, la conversion FM-AM et la conversion de fréquence.

En guise de conclusion, nous proposons différents niveaux de solutions optimisées pour différentes considérations tenant compte des problèmes de physique et d'ingénierie. Le tableau 7 résume les avantages et inconvénients des différentes modulations étudiées.

6.1 Optimisation de la modulation anti-Brillouin

La fonction anti-Brillouin est une fonction de sécurité nécessaire sur le Laser MégaJoule afin d'éviter l'endommagement des optiques de fin de chaîne. Nous cherchons une modulation de phase qui ne remet pas en cause la capacité à supprimer la diffusion Brillouin à 1ω et 3ω. On rappelle les critères retenus sur la fonction anti-Brillouin :

- Niveau maximal de densité spectrale de puissance à 1ω intégrée sur la largeur de la raie Brillouin : $DSP_{1\omega,max}<20\%$
- Niveau maximal de densité spectrale de puissance à 3ω intégrée sur la largeur de la raie Brillouin : $DSP_{3\omega,max}<6\%$

On effectue, dans le Tableau 2, les intégrations spectrales sur une largeur de 2GHz qui est une valeur supérieure à la largeur de la raie Brillouin.

	Valeurs des profondeurs de modulations données à 1ω selon fm consideré							
Nom de la modulation de phase	14,25GHz	28,5GHz φ2=π/2	42,75GHz φ3=π	10GHz	20GHz φ2=π/2	30GHz φ3=π	2GHz	1GHz
Monochromatique								
Modulations de phase sinusoïdales								
Anti-Brillouin + lissage nominal	5						7	
Anti-Brillouin nominal							7	
Lissage nominal	5							
Lissage nominal + 2GHz faible	5						1,4	
10 GHz largeur equivalente	7							
Modulations de phase non sinusoïdales								
14,25GHz non sinu lissage équivalent	1,4/3	4,5/3	0,45/3					
10GHz non sinu lissage équivalent				1,4/3	7/3	0,45/3		
14,25GHz non sinu largeur équivalente	1,4/3	6,5/3	0,45/3					
14,25GHz non sinu + 2GHz faible	1,4/3	4,5/3	0,45/3				1,4	
10GHz non sinu + 2GHz nominal				1,4/3	7/3	0,45/3	7	
14,25GHz non sinu + 2GHz nominal	1,4/3	4,5/3	0,45/3				7	
14,25GHz non sinu + 1GHz nominal	1,4/3	4,5/3	0,45/3					7

Tableau 1 : Paramètres des modulations de phase étudiées et noms associées.

Sur le LMJ, cette fonction est actuellement effectuée à 1ω avec une modulation de phase sinusoïdale de fréquence de modulation f_m=2GHz et m=7. Il a été démontré que ce type de modulation n'est pas optimal. Il semble a priori envisageable d'utiliser une modulation de phase non sinusoïdale en conservant f_m=2GHz ayant les mêmes performances anti-Brillouin. Quel en serait l'intérêt ?

Conversion FM-AM : Une modulation de phase à 2GHz peut être convertie en modulation d'intensité avec des fréquences de modulation AM harmoniques du 2GHz. Ces fréquences « lentes » peuvent être observées en pratique et donc gêner la synchronisation des faisceaux. De plus, ces fréquences ne sont pas filtrées lors de la focalisation sur la cible et sont susceptibles de provoquer un éclairement non homogène sur l'ensemble de la cible ce qui peut gêner la fusion. Cependant, ces modulations lentes ne sont visibles en pratique qu'en cas d'application d'un filtre sévère sur le spectre de modulation. Or, d'après le chapitre 2 :

- En sortie pilote, on s'attend à avoir un taux de modulation inférieur à 7% en présence de la fonction lissage. Cela équivaut dans une bande passante à 3GHz à un taux de modulation inférieur à 1%. Si l'on observe plus de conversion FM-AM, cela serait alors dû à une panne.
- Concernant l'ensemble du parcours du faisceau, la simulation numérique d'une chaîne LMJ « réaliste » en bande passante infinie montre qu'ajouter la fonction anti-Brillouin à la fonction lissage fait passer le taux de modulation pour une intensité incidente de 0,2GW/cm² (resp. 2,5GW/cm²) de 65% à 80% (resp. de 48% à 60%). Sur cible, à cause du filtrage par focalisation, on passe de 10% à 16% pour les basses intensités et de 8% à 11% dans le cas des hautes intensités. Une optimisation de la fonction anti-Brillouin à 2GHz peut réduire en partie le taux de modulation temporel mais cette réduction est limitée par la valeur de la conversion FM-AM due à la fonction lissage seule (qui reste fortement prépondérante).

Rendement de conversion de fréquence : Le gain en élargissement spectral que l'on pourrait obtenir en optimisant la fonction anti-Brillouin serait faible comparé à la largeur de l'acceptance spectrale du SCF (quelques dizaines de GHz comparé à quelques centaines de GHz). Le spectre de la modulation de phase serait filtré de la même manière et donc le rendement de conversion de fréquence serait alors à peine amélioré. Pour illustration, d'après les résultats du paragraphe 5.4, on compare les énergies attendues après conversion de

fréquence lorsque la fonction anti-Brillouin est présente ou non en plus de la fonction lissage (cf. Tableau 6) :

- Cas sinusoïdal (f_m=14,25GHz , m=15) : E_{cible}=1,805MJ
- Cas sinusoïdal et fonction anti-Brillouin (f_m=2GHz, m=7) : E_{cible}=1,800MJ

L'écart est de 5kJ à peine. Toute optimisation de la fonction anti-Brillouin donnerait au mieux ce faible gain de 5kJ (soit moins de 0,3% de l'énergie totale).

Optimiser la fonction anti-Brillouin en utilisant une modulation de phase non sinusoïdale à f_m=2GHz paraît donc d'un intérêt très limité puisque c'est la modulation du lissage optique qui génère le plus de conversion FM-AM et limite le rendement de conversion de fréquence. **C'est donc la fonction lissage qu'il faut optimiser en priorité**.

Nous allons donc proposer des solutions de type « spectres plats » pour le lissage dans le paragraphe suivant. Se pourrait-il alors que les spectres proposés satisfassent à la fois la fonction anti-Brillouin et la fonction lissage ?
La fréquence de modulation du lissage est supérieure à celle de la fonction anti-Brillouin. Les raies du spectre sont alors suffisamment espacées. Ainsi, à 3ω, la fonction anti-Brillouin est assurée pour $m_2 \geq 4,4$ dans le cas d'une modulation de phase non sinusoïdale selon la solution proposée au chapitre 4. Or, d'après le chapitre précédent, on a un lissage équivalent en modulation de phase non sinusoïdale pour m_2=4,5 dans le cas où f_m=14,25GHz et m_2=7 dans le cas où f_m=10GHz. **La fonction anti-Brillouin est assurée à 3ω avec les solutions non sinusoïdales qui optimisent la fonction lissage.** Cependant à 1ω, les valeurs maximales de DSP associées ne sont pas satisfaisantes et on a (cf. Tableau 2) :

- Cas « 14,25GHz non sinusoïdal lissage équivalent » : $DSP_{1\omega,max}$ =26,7%>**20%**
- Cas « 10GHz non sinusoïdal lissage équivalent » : $DSP_{1\omega,max}$ =24,7%>**20%**

La fonction anti-Brillouin n'est pas assurée à 1ω. Mais ici, une solution simple pourrait être envisagée en ajoutant une modulation de phase sinusoïdale à 2GHz à faible profondeur de modulation, par exemple avec m=1,4. Ce point correspond à un spectre optique composé de 3 raies d'égales intensités. L'utilisation des deux modulations donne la convolution des deux spectres : chaque raie du lissage est donc convoluée par les 3 raies du spectres de la modulation de phase sinusoïdale, f_m=2GHz, m=1,4 : les niveaux de $DSP_{1\omega,max}$ sont divisés par

3 et passent alors très largement sous la barre des 20% vérifiant ainsi la fonctionnalité anti-Brillouin à 1ω et 3ω. Une illustration claire est donnée Figure 6-1 :

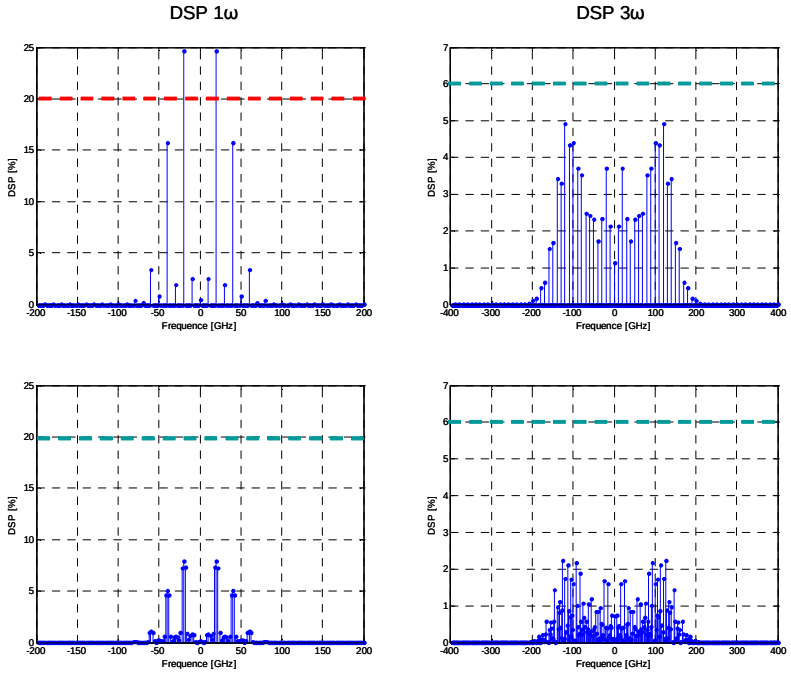

Figure 6-1 : Densités spectrales de puissance à 1ω (colonne de gauche) et 3ω (colonne de droite) dans le cas de la solution optimisée pour le lissage à f_m=10GHz (ligne supérieure) : le critère sur la DSP à 1ω n'est pas vérifié. On ajoute une modulation de phase sinusoïdale à f_m=2GHz et m=1,4 et l'on vérifie dans ce cas simultanément les critères à 1 et 3ω.

Dernier point important concernant la fonction anti-Brillouin, mais non des moindres : le diagnostic d'élargissement spectral (DES). Je rappelle que ce diagnostic vérifie si l'impulsion qui va être propagée dans la chaîne du LMJ possède la fonctionnalité anti-Brillouin. Ce diagnostic est aussi important que la fonction anti-Brillouin elle-même et aucun tir ne serait autorisé sans que l'on soit sûr de l'information délivrée par le DES. Or, aujourd'hui, ce DES fonctionne sur des propriétés des modulations de phase sinusoïdales et n'est pas adapté aux modulations de phase non sinusoïdales pour détecter les valeurs maximales des DSP à 1ω et encore moins à 3ω. Il faut donc le modifier. C'est un problème d'ingénierie qui est en cours d'étude. Aujourd'hui, aucune solution nouvelle n'a été validée expérimentalement et donc il n'est pas question de modifier la fonction anti-Brillouin. Dans les propositions finales de compromis, nous proposerons des solutions nécessitant ou non un DES adapté.

Spectre	DSPmax	
	1w/2GHz	3w/2GHz
Monochromatique	100	100
Modulations de phase sinusoïdales		
Anti-Brillouin + lissage nominal	3,1	1
Anti-Brillouin nominal	**12,1**	**6,1**
Lissage nominal	15,3	7,8
Lissage nominal + 2GHz faible	4,9	2
10 GHz largeur equivalente	12,1	6,1
Modulations de phase non sinusoïdales		
14,25GHz non sinu lissage équivalent	26,7	5,9
10GHz non sinu lissage équivalent	24,7	4,9
14,25GHz non sinu largeur équivalente	27,1	5,1
14,25GHz non sinu + 2GHz faible	8,6	1,6
10GHz non sinu + 2GHz nominal	6,3	4,2
14,25GHz non sinu + 2GHz nominal	3,7	1
14,25GHz non sinu + 1GHz nominal	6,4	1,2

Tableau 2 : Tableau synthétisant les valeurs maximales de DSP à 1ω et 3ω pour les différentes modulations de phase étudiées. On a traité le cas particulier f_m=10GHz et m=7 de largeur équivalente à la modulation nominale du lissage sur le LMJ et qui pourrait satisfaire la fonction anti-Brillouin et lissage en une unique modulation de phase sinusoïdale.

6.2 Optimisation de la modulation du lissage

Le lissage optique améliore la qualité de la tache focale sur cible. Un mauvais lissage peut empêcher la bonne fusion de la cible mais n'a pas de conséquences dramatiques sur l'endommagement de la chaîne. C'est un besoin modulable dont les valeurs limites doivent être données par les physiciens des plasmas et de la cible. Dans ce paragraphe, on tâchera de conserver la même qualité de lissage (comme on a cherché à conserver la même qualité de fonction anti-Brillouin).

Dans ce manuscrit, nous avons qualifié le lissage à travers la valeur du contraste spatial aux temps longs, C_∞. Pour la fonction lissage nominal du LMJ (f_m=14,25GHz, m=15 à 3ω), on a C_∞=22%. Nous avons fait des remarques prudentes sur les temps plus courts et il convient d'être proche de la valeur asymptotique C_∞ au bout d'un temps le plus court possible. En particulier, on peut regarder la valeur du contraste au bout de 70ps, C_{70ps}. Cette valeur est arbitraire mais correspond à un temps d'établissement pour obtenir une valeur proche de C_∞ dans le cas où f_m=14,25GHz. Enfin, on a vu que si l'on cherchait à étudier les temps très courts (c'est-à-dire sur quelques picosecondes), une valeur intéressante était la pente à l'origine de la fonction C(t) (contraste selon le temps d'intégration) : on a remarqué que cette valeur était caractéristique de l'élargissement total du spectre. Toute réduction de la largeur spectrale dégrade cette valeur, sans pour autant savoir de quelle manière cela peut dégrader la qualité du lissage du point de vue du plasma ou de la cible.

Le Tableau 3 résume l'ensemble des simulations effectuées avec nos modèles dédiés au lissage dans la configuration LMJ : le lissage étudié est donc longitudinal et tient compte de la géométrie d'éclairement de la cible qui fixe la valeur du temps retard. On estime $T_r \approx 77$ps selon les remarques faites dans le paragraphe 5.2.

Il est possible d'optimiser la fonction lissage sans dégrader la valeur de la pente de la fonction contraste à l'origine, c'est-à-dire en conservant le même élargissement. En particulier, nous avons étudié les modulations non sinusoïdales (à f_m=10GHz ou f_m=14,25GHz) donnant le même élargissement que la fonction lissage nominale. Nous voyons dans le Tableau 3 ce que nous avions déjà démontré dans le chapitre 5 : à largeur équivalente les solutions non sinusoïdales donnent de meilleurs contrastes aux temps longs que le cas nominal qui est sinusoïdal (C_∞=20% pour f_m=10GHz et f_m=14,25GHz). Malheureusement, si cette proposition permet un lissage équivalent (voire meilleur pour les temps longs), les performances en terme de conversion FM-AM ne sont pas aussi enthousiasmantes (voir Tableau 4 et Tableau 5).

Spectre	Lissage longitudinale [%]	
	70ps	∞
Monochromatique	100±1	100±1
Modulations de phase sinusoïdales		
Anti-Brillouin + lissage nominal	22,5 - 22,5	18,5
Anti-Brillouin nominal	62 - 97	42
Lissage nominal	**22,5**	**22,5**
Lissage nominal + 2GHz faible	22,5 - 22,5	21
10 GHz largeur equivalente	24,5 - 25,5	22,5
Modulations de phase non sinusoïdales		
14,25GHz non sinu lissage équivalent	23	23
10GHz non sinu lissage équivalent	25 - 25,5	22,5
14,25GHz non sinu largeur équivalente	20	20
14,25GHz non sinu + 2GHz faible	23 - 23,5	22,5
10GHz non sinu + 2GHz nominal	26 - 27,5	22
14,25GHz non sinu + 2GHz nominal	23 - 28	21,5
14,25GHz non sinu + 1GHz nominal	23 - 24	22,5

Tableau 3 : Tableau synthétisant les valeurs de contraste au bout d'un temps d'intégration de 70ps, C_{70ps} et les valeurs de contraste aux temps longs, C_{∞}. La configuration étudiée est la configuration LMJ (lissage longitudinal de $T_r \approx 77ps$). Lorsque C_{70ps} peut varier au cours du temps, nous avons précisé les valeurs extrêmes prises. On apprécie les valeurs obtenues en fonction des résultats de la fonction lissage nominale.

On peut conserver les valeurs de contraste aux temps longs avec les solutions de modulations de phase non sinusoïdales présentées au chapitre 5. Ces solutions, que l'on appelle abusivement « solution à lissage équivalent », permettent une réduction de l'ordre de 25% de la largeur spectrale. Ce résultat est indépendant de la fréquence de modulation f_m et reste vrai que l'on prenne, par exemple f_m=10GHz ou f_m=14,25GHz. Néanmoins, le temps d'établissement de cette valeur de contraste est plus long quand on diminue f_m. On a $C_{70ps}=C_\infty$ dans le cas où f_m=14,25GHz alors que $C_{70ps}>C_\infty$ dans le cas où f_m=10GHz. Le choix d'une modulation non sinusoïdale à une fréquence plus faible que 14,25GHz dégrade le lissage aux temps courts et est un point négatif.

L'ajout d'une fonction anti-Brillouin est nécessaire puisque, hormis le cas particulier où f_m=10GHz et m=7, aucune fonction lissage seule ne permet de vérifier les critères anti-Brillouin à 1 et 3ω. Nous avons envisagé différentes solutions pour résoudre ce problème :

- Ajouter une fonction anti-Brillouin à 2GHz telle que m=1,4. On obtient des performances similaires en terme de lissage. Cependant cette solution impose d'avoir un nouveau DES.
- Ajouter la fonction anti-Brillouin nominale et ainsi, le DES, tel que conçu aujourd'hui, fonctionnerait toujours. Cette solution dégrade assez fortement la valeur de C_{70ps} pour les solutions non sinusoïdales alors qu'elle n'avait aucune influence nette dans le cas sinusoïdal.
- Ajouter une fonction anti-Brillouin de fréquence de modulation à 1GHz ayant la même profondeur de modulation que la fonction anti-Brillouin nominal. Ainsi, le DES aura à être modifié mais les solutions techniques pourront être les mêmes que le DES actuellement en place, les paramètres devant être adapté. Cela permet de valider les critères sur la fonctionnalité anti-Brillouin (voir Tableau 2) sans dégrader les performances du lissage au bout de 70ps.

	Chaîne réaliste avant focalisation		Chaîne réaliste sur cible	
Compensation basse intensité	sans	avec	sans	avec
Spectre				
Monochromatique	0	0	0	0
Modulations de phase sinusoïdales				
Anti-Brillouin + lissage nominal	80	53	16	10
Anti-Brillouin nominal	4	3	4	3
Lissage nominal	65	39	11	4
Lissage nominal + 2GHz faible	68	41	11	6
10 GHz largeur equivalente	57	37	16	8
Modulations de phase non sinusoïdales				
14,25GHz non sinu lissage équivalent	57	**24**	4	2
10GHz non sinu lissage équivalent	48	**24**	5	3
14,25GHz non sinu largeur équivalente	84	39	6	2
14,25GHz non sinu + 2GHz faible	59	**26**	5	2
10GHz non sinu + 2GHz nominal	61	35	8	6
14,25GHz non sinu + 2GHz nominal	68	35	8	5
14,25GHz non sinu + 1GHz nominal	62	29	6	3

Tableau 4 : Tableau synthétisant les taux de modulations temporelles simulées avec Miró pour une chaîne « réaliste » de la configuration LMJ avant et après focalisation sur cible. On a intégré les cas où on utilise les fonctions de précompensation étudiées au chapitre 3.Ici, l'intensité incidente au niveau des cristaux convertisseur de fréquences est de 0,2GW/cm².

	Chaîne réaliste avant focalisation		Chaîne réaliste sur cible	
Compensation basse intensité	sans	avec	sans	avec
Spectre				
Monochromatique	0	0	0	0
Modulations de phase sinusoïdales				
Anti-Brillouin + lissage nominal	60	44	11	8
Anti-Brillouin nominal	2	2	2	2
Lissage nominal	48	34	7	3
Lissage nominal + 2GHz faible	51	36	8	4
10 GHz largeur equivalente	42	34	11	3
Modulations de phase non sinusoïdales				
14,25GHz non sinu lissage équivalent	44	**23**	3	2
10GHz non sinu lissage équivalent	36	**22**	4	3
14,25GHz non sinu largeur équivalente	66	37	5	3
14,25GHz non sinu + 2GHz faible	45	**24**	4	2
10GHz non sinu + 2GHz nominal	46	30	5	4
14,25GHz non sinu + 2GHz nominal	53	28	5	3
14,25GHz non sinu + 1GHz nominal	48	27	4	2

Tableau 5 : Idem tableau 4 hormis l'intensité incidente qui est de 2,5GW/cm²

Tout l'intérêt de chercher à optimiser la fonction lissage est d'obtenir un rétrécissement spectral. Ce gain sur la largeur du spectre va permettre alors de réduire la conversion FM-AM et d'améliorer le rendement de conversion de fréquence IR-UV.

Concernant la conversion FM-AM, nous avons étudié avec le logiciel Miró les différentes possibilités de modulation de phase en simulant une chaîne dite « réaliste » du LMJ. Cette chaîne correspond à celle que nous avions déjà étudiée en fin du chapitre 2 dans le cas de la modulation de phase nominale. Nous avons séparé plusieurs cas. Nous avons considéré le cas d'une impulsion basse intensité pour simuler la conversion FM-AM au niveau du pré-palier de l'impulsion LMJ (cf. Tableau 4). Le cas haute intensité traité dans le Tableau 5 correspond au cas du pic de l'impulsion. Au sein de ces deux tableaux, nous avons donné les valeurs des taux de conversion FM-AM avant et après focalisation sur la cible. On rappelle que la focalisation filtre fortement les modulations d'intensité et la cible « voit » donc l'impulsion filtrée. Néanmoins, concernant l'endommagement que pourraient subir les optiques de fin de chaîne, l'impulsion n'est pas encore focalisée et c'est donc la valeur avant focalisation qui importe. Enfin, puisque le chapitre 3 a permis de proposer des fonctions intéressantes de compensation de la conversion FM-AM, nous avons étudié le cas où on a ajouté les fonctions de pré-compensation du SCF pour une solution optimisée à basse intensité.
On constate que les modulations de phase non sinusoïdales à lissage équivalent (pour la valeur de C_∞) permettent de réduire la conversion FM-AM par rapport au cas de la fonction lissage seul. Pour le cas f_m=14,25GHz, la réduction attendue est d'environ 10%. Tandis que pour f_m=10GHz, la réduction est meilleure et égale à 25% car la dispersion chromatique est minimisée par le changement de fréquence de modulation (cf. chapitre 2 et 5). En compensant les fonctions de transfert comme proposé au chapitre 3, on obtient, quelles que soient la fréquence de modulation et l'intensité incidente, une réduction de la conversion FM-AM supérieure à 50%.
L'ajout de la fonction anti-Brillouin de manière faible (solution où m=1,4) ou de manière nominale (m=7, à f_m=1GHz ou f_m=2GHz) dégrade peu les résultats et nous avons des taux de modulation inférieurs à 30% contre des valeurs initiales comprises entre 60% (cas basse intensité) et 80% (cas haute intensité).

Dans tous les cas, les valeurs de conversion FM-AM sur cible sont très faibles quelle que soit la solution non sinusoïdale utilisée (taux inférieurs à 5%). Ces taux sont largement admissibles pour la fusion de la cible (critère acceptable autour de 20%).

	Rendement			
Spectre	BI 0,2GW/cm²	HI 2,5GW/cm²	Energie [MJ]	Gain[kJ]
Monochromatique	82,9	10,6	1,96	160
Modulations de phase sinusoïdales				
Anti-Brillouin + lissage nominal	75,9	10,2	1,80	0
Anti-Brillouin nominal	82,6	10,6	1,95	150
Lissage nominal	76,1	10,2	1,81	5
Lissage nominal + 2GHz faible	76,1	10,2	1,80	5
10 GHz largeur equivalente	76,3	10,2	1,81	10
Modulations de phase non sinusoïdales				
14,25GHz non sinu lissage équivalent	80,2	10,4	1,90	**100**
10GHz non sinu lissage équivalent	79,8	10,4	1,89	90
14,25GHz non sinu largeur équivalente	77,5	10,3	1,84	35
14,25GHz non sinu + 2GHz faible	80,2	10,4	1,90	**100**
10GHz non sinu + 2GHz nominal	79,6	10,4	1,88	85
14,25GHz non sinu + 2GHz nominal	79,9	10,4	1,89	90
14,25GHz non sinu + 1GHz nominal	80,1	10,4	1,90	90

Tableau 6 : Tableau synthétisant les rendements de conversion de fréquence dans le cas d'impulsions haute et basse intensité. On simule simplement l'énergie sur cible par la concaténation d'une impulsion basse intensité ayant 40% de l'énergie à 1ω et d'une impulsion haute intensité ayant les 60% restant. On fait en sorte d'avoir une énergie totale de 1,8MJ dans le cas de la modulation nominale du LMJ.

Le Tableau 6 présente les résultats des simulations numériques concernant les rendements de conversion de fréquence en intensité espérés dans la configuration LMJ. On a séparé, comme pour la conversion FM-AM, le cas basse intensité (où les rendements de conversion de fréquence sont faibles, 10%) et le cas haute intensité (fort rendement de conversion de fréquence, entre 75% et 80%). Enfin, on a traduit ces valeurs en terme d'énergie sur cible en prenant comme référence le cas nominal où on espère avoir une énergie de 1,8MJ.
Comme montré au paragraphe 5.4, on constate que le rendement de conversion en énergie est directement lié à l'élargissement spectral et les solutions non sinusoïdales à spectre plus étroit apportent un gain d'environ 100kJ sur cible. L'ajout d'une fonction anti-Brillouin dégrade à peine ce résultat et on peut espérer avoir un gain de 90kJ soit 5% de l'énergie totale avec une solution ayant une fonction lissage et anti-Brillouin équivalente. On remarque enfin que les solutions non sinusoïdales dites « à largeur équivalente » donnent un gain positif d'au moins 20kJ. Nous avions déjà observé ce gain dans le paragraphe 5.4 lié à la platitude des spectres considérés.

L'optimisation de la fonction lissage par une modulation de phase non sinusoïdale impacte le lissage, la conversion FM-AM et la conversion de fréquence. On améliore la conversion FM-AM et le rendement de conversion de fréquence en réduisant l'élargissement spectral et donc on cherche à trouver une solution pour le lissage ayant un spectre plus étroit. Cela est faisable si le critère est le contraste au temps longs. Cela est impossible si le critère est la pente du contraste à l'origine en fonction du temps d'intégration, puisque cette valeur est directement liée à la largeur spectrale. De plus, l'optimisation de la fonction lissage ne peut se faire sans l'ajout d'une fonction anti-Brillouin sinusoïdale à 1 ou 2GHz qui a tendance à dégrader les performances lissages sur les temps courts, en particulier la valeur du contraste au bout de 70ps. Modifier la fonction anti-Brillouin par rapport à ce qui est nominalement prévu sur le LMJ, impose de modifier le diagnostic d'élargissement spectral ce qui peut être très difficile à réaliser. Néanmoins, on a montré que le choix d'une fonction anti-Brillouin telle que f_m=1GHz et m=7 à 1ω, pouvait être un excellent compromis entre performance laser et contrainte de mise en oeuvre.

On voit qu'il n'y a pas une réponse simple à l'optimisation de la modulation de phase. Néanmoins, à partir de toutes les remarques que l'on vient de faire, nous tâchons de proposer des compromis acceptables. Ceci fait l'objet du paragraphe suivant.

6.3 Quel compromis choisir ?

Le Tableau 7 résume les avantages et inconvénients des différentes modulations de phase étudiées en fonction des principaux critères considérés.

Nom de la modulation de phase	Critères							
	Anti-Brillouin			Contraste/Lissage			Conversion FM-AM	Conversion de fréquence
	1ω	3ω	DES	Pente	70ps	8	Taux	Energie sur cible
Monochromatique	- -	- -	- -	- -	- -	- -	+	+
Modulations de phase sinusoïdales								
Anti-Brillouin + lissage nominal	++	++	+	+	+	++	-	-
Anti-Brillouin nominal	+	+	+	- -	- -	- -	+	+
Lissage nominal	+	-	-	+	+	+	-	-
Lissage nominal + 2GHz faible	+	+	-	+	+	+	-	-
10 GHz largeur equivalente	+	+	-	+	+	+	-	-
Modulations de phase non sinusoïdales								
14,25GHz non sinu lissage équivalent	-	+	-	-	+	+	+	+
10GHz non sinu lissage équivalent	-	+	-	-	-	+	+	+
14,25GHz non sinu largeur équivalente	-	+	-	+	++	++	-	-
14,25GHz non sinu + 2GHz faible	++	++	-	-	+	+	+	+
10GHz non sinu + 2GHz nominal	++	++	+	-	-	+	+	+
14,25GHz non sinu + 2GHz nominal	++	++	+	-	-	+	+	+
14,25GHz non sinu + 1GHz nominal	++	++	+	-	+	+	+	+

Tableau 7: Performances des différentes modulations de phase en fonction des différents critères étudiés. On note par "-" un critère qui est dégradé par rapport au niveau de performance que l'on souhaiterait obtenir sur le LMJ et par "- -" quand le critère n'est absolument pas respecté. On note par "+" un critère qui satisfait aux performances souhaitées et par "++" quand on obtient des performances supérieures à ce qui est nécessaire.

Je propose dans ce paragraphe différentes solutions de compromis que je hiérarchise en fonction de ce que je pense être réalisable et/ou souhaitable sur le LMJ. Ce jugement est personnel et dépend fortement de l'état de l'art au moment où est rédigé ce manuscrit.

Solution 1 : « 14,25GHz non sinusoïdal lissage équivalent et 1GHz nominal »

(Paramètres à 1ω : f_{m1}=14,25GHz, m_1 = 1,4/3 , m_2 = 4,5/3 , m_3 = 0,45/3 , $\varphi_2=\pi/2$, $\varphi_3=\pi$; f_m=1GHz , m=7)

Cette solution **améliore le rendement de conversion de fréquence en énergie d'environ 5% (soit 90kJ) et réduit de plus de 25% la conversion FM-AM** (plus de 50% si on associe cette solution aux fonctions de compensation proposées au chapitre 3). **La fonction anti-Brillouin est assurée à 1 et 3ω. Enfin, le diagnostic d'élargissement spectral (DES) peut fonctionner avec cette solution moyennant une adaptation des paramètres.**
Seul inconvénient, la pente à l'origine du contraste en fonction du temps d'intégration lié au rétrécissement spectral. Mais ce point est incompatible avec l'amélioration de la conversion FM-AM et du rendement de conversion de fréquence qui ne sont améliorés que par réduction de la largeur spectrale.

D'après l'étude en stabilité menée à la fin du chapitre 4, puisqu'on a appliqué la solution non sinusoïdale à la fonction lissage en sécurisant la fonction anti-Brillouin, une telle proposition est une solution stable et donc possible à mettre en place sur le LMJ sans risque de vérifications humaines permanentes.

Solution 2 : « 14,25GHz non sinusoïdal lissage équivalent et 2GHz faible »

(Paramètres à 1ω : f_{m1}=14,25GHz, m_1 = 1,4/3 , m_2 = 4,5/3 , m_3 = 0,45/3 , $\varphi_2=\pi/2$, $\varphi_3=\pi$; f_m=2GHz , m=1,4)

Cette solution **améliore le rendement de conversion de fréquence en énergie de plus de 5% (soit 100kJ) et réduit de plus de 25% la conversion FM-AM** (plus de 50% si on associe cette solution aux fonctions de compensation proposées au chapitre 3). **Le lissage est équivalent à la fonction lissage nominal dès 70ps. Enfin la fonction anti-Brillouin est assurée à 1 et 3ω.**

Il existe deux inconvénients à cette modulation. En plus de celui mentionné dans la solution 1, **cette solution nécessite le développement d'un nouveau diagnostic d'élargissement spectral.**

Pour la même raison que la solution 1, cette solution est une solution stable.

<u>Solution 3 : « 14,25GHz non sinusoïdal lissage équivalent et 2GHz nominal »</u>

(Paramètres à 1ω : f_{m1}=14,25GHz, m_1 = 1,4/3 , m_2 = 4,5/3 , m_3 = 0,45/3 , $\varphi_2=\pi/2$, $\varphi_3=\pi$; f_m=2GHz , m=7)

Cette solution **améliore le rendement de conversion de fréquence en énergie d'environ 5% et réduit de plus de 25% la conversion FM-AM** (plus de 50% si on associe cette solution aux fonctions de compensation proposées au chapitre 3). **La fonction anti-Brillouin est assurée à 1 et 3ω. Enfin, le diagnostic d'élargissement spectral (DES) fonctionnerait toujours avec cette solution.**

Un inconvénient majeur à cette solution : la qualité du lissage évolue au cours du temps. Ainsi dans le pire des cas, **les valeurs de contraste aux temps courts jusqu'à des temps d'intégration de près de 150ps sont sensiblement dégradées avec cette solution.** Au moment de la rédaction de ce mémoire, je ne sais pas quelles conséquences néfastes cela peut avoir sur l'interaction laser-plasma et laser-cible.

<u>Solution 4 : « 14,25GHz non sinusoïdal largeur équivalente et 2GHz nominal »</u>

(Paramètres à 1ω : f_{m1}=14.25GHz, m_1 = 1,4/3 , m_2 = 6,5./3 , m_3 = 0,45/3 , $\varphi_2=\pi/2$, $\varphi_3=\pi$; f_m=2GHz , m=7) (Cette solution n'est pas présentée dans les tableaux de synthèse mais les remarques peuvent facilement s'extrapoler de la modulation notée « 14,25GHz non sinusoïdal largeur équivalente ».)

Cette solution est la solution favorisant le lissage. En effet, **la pente à l'origine du contraste en fonction du temps d'intégration n'est pas dégradée et les paramètres aux temps plus longs sont favorisés par rapport au cas actuel. Lors de la conversion de fréquence, le rendement est légèrement amélioré permettant un gain d'une dizaine de kilojoule (<1%). La fonction anti-Brillouin est assurée à 1 et 3ω. Enfin, le diagnostic d'élargissement spectral (DES) fonctionnerait toujours avec cette solution.**

L'inconvénient majeur de cette solution est que la conversion FM-AM ne serait pas améliorée voire partiellement dégradée.

6.4 Conclusions et perspectives

Les modulations de phase non sinusoïdales peuvent être une alternative intéressante pour obtenir l'élargissement spectral nécessaire sur le Laser MégaJoule. Cependant cette solution n'est adaptée que pour la fonction lissage et doit être complétée d'une manière ou d'une autre par une fonction anti-Brillouin de fréquence de modulation 1 ou 2GHz.
Le choix de la solution la plus intéressante est difficile à effectuer et nous avons d'ailleurs proposé différents compromis possibles. En effet, il dépend de critères qui sont nombreux (nous en avons retenu 9 !) avec des « poids » différents : Quel impact pourrait avoir la conversion FM-AM sur la fusion, sur l'endommagement ? De quelles manières les temps courts pourraient gêner un lissage satisfaisant ? Avons-nous besoin d'une réserve de 5% en énergie ? Quel serait l'investissement à faire pour développer un nouveau DES entièrement repensé ou à adapter ? Répondre à ces questions rendrait le choix plus aisé.
Néanmoins, à ce stade et au moment de conclure, nous avons, dans les différents tableaux et les explications associées, donné de nombreuses voies d'améliorations possibles, favorisant certains choix scientifiques et technologiques.

Je me suis permis de favoriser une solution en particulier utilisant une modulation de phase non sinusoïdale à 14,25GHz, de spectre plus étroit que la modulation actuelle, complétée par la fonction anti-Brillouin nominale mais utilisée à 1GHz. Elle me semble bénéfique en tout point. De plus, sa mise en place en pratique me paraît assez simple et peu coûteuse, en effet, ce choix impliquerait de:

- Remplacer les générateurs électriques des modulateurs de phase. Ils sont au nombre de 4 en tout et pour tout.
- Modifier l'architecture des 4 DES associés. Aujourd'hui, le DES est basé sur des propriétés des modulations de phase sinusoïdales à f_m=2GHz. Il suffirait d'utiliser les mêmes propriétés pour f_m=1GHz.

- S’assurer de la capacité de réglage des signaux d’entrée et de leur stabilité. Les résultats expérimentaux et les simulations de stabilité effectuées nous rendent très confiants sur la bonne marche de la solution proposée.

En contrepartie, on réduirait fortement les problèmes associés à la conversion FM-AM et on obtiendrait une réserve d’énergie de 100kJ après conversion de fréquence.

On constate enfin que l’ensemble des propositions utilise la solution des modulations non sinusoïdale à un seul degré de liberté. Il suffit de modifier un paramètre (m_2) pour modifier l’élargissement spectral. On peut ainsi imaginer de changer l’élargissement spectral pour favoriser un besoin particulier sans modification de l’architecture (par exemple pour passer de la solution 3 à la solution 4). Ceci reste un des points forts du système de modulation proposé.

Nous clôturons ces travaux de thèse à ce stade. Les prochaines étapes à mener sur les modulations de phase non sinusoïdales devraient être l’acquisition d’un nouveau prototype de générateur hyperfréquences mais cette fois-ci permettant de générer un signal à 14,25/28,5/42,75GHz. Je propose aussi d’étudier la modulation de phase à 1GHz et vérifier l’adaptation du DES à cette fréquence de modulation. Une vérification de la stabilité du système pourrait être menée directement sur la LIL (prototype du LMJ) avec ce « nouveau DES » intégré. Une validation complémentaire sur la conversion de fréquence pourrait être effectuée lors d’une campagne dédiée au lissage afin de vérifier, à 3ω, les performances de la solution proposée. Enfin, puisque la solution n’est, a priori, pas difficile à mettre en place, on peut envisager un remplacement de la modulation de phase actuelle par la solution retenue à tout instant de la vie du Laser MégaJoule.

«Chantecler :

Moi, je ne verrai pas luire sur les clochers,
Le ciel définitif fait d'astres rapprochés.
Mais si je chante exact, sonore et si, sonore,
Exact bien après moi, pendant longtemps encore,
Chaque ferme a son coq qui chante dans sa cour,
Je crois qu'il n'y aura plus de nuit.

La faisane :

Quand ?

Chantecler :

Un jour ! »

(Edmond Rostand, *Chantecler*)

Conclusion

Rappel des résultats obtenus

Ce travail de thèse a porté sur l'étude des modulations de phase et en particulier sur leurs applications aux lasers de puissance. Nous avons vu que l'utilisation d'une modulation de phase influe sur des domaines physiques variés tels que la diffusion Brillouin et le lissage optique que nous avons introduits au chapitre 1. La modulation de phase est cependant sensible à toute distorsion spectrale. En particulier, elle est source de conversion FM-AM qui est un phénomène parasite que l'on cherche à contrôler sur des lasers de puissance comme le Laser MégaJoule (LMJ) ou son équivalent américain NIF (pour National Ignition Facility). Nous avons donc mené plusieurs études afin d'exprimer les différents avantages et inconvénients des modulations de phase, ainsi que les voies d'améliorations possibles.

En premier lieu, nous avons proposé une étude qui se veut exhaustive sur la conversion FM-AM (chapitre 2). Après avoir introduit un formalisme pour quantifier la conversion FM-AM, nous avons présenté l'ensemble des causes de distorsions spectrales sur un laser de puissance de type LMJ. En particulier, nous avons donné différents modèles simples et originaux sur les sources de conversion FM-AM dans le système de conversion de fréquence (SCF) du LMJ. Cette étude débouche sur la conclusion qu'il existe deux méthodes pour contrôler et réduire la conversion FM-AM à distorsion spectrale donnée. La suite du document aborde ces deux solutions. L'étude menée au chapitre 2 a fait l'objet de différentes publications et est la base d'une partie des résultats obtenus dans les chapitres suivants.

Ainsi, au chapitre 3, nous avons étudié les différentes méthodes de compensation des distorsions spectrales. Nous avons présenté les solutions déjà existantes et celles envisagées permettant de réduire la modulation d'intensité induite par des fonctions linéaires de distorsion spectrale. Nous avons ainsi montré que l'essentiel des modulations restantes était alors une conséquence de phénomènes non linéaires. Néanmoins, nous avons montré numériquement que des solutions linéaires permettaient de quasiment supprimer les modulations AM à basse intensité et de fortement réduire celles à haute intensité. Cette voie est prometteuse et a fait l'objet d'une publication et d'un dépôt de brevet. Des travaux de mise en pratique des solutions proposées vont être effectués.

Dans le chapitre 4, nous avons présenté de quelle manière on pourrait modifier le signal de modulation de phase afin de le rendre moins sensible aux distorsions spectrales tout en conservant les mêmes performances en termes de lissage et de fonctionnalité anti-Brillouin. On a alors montré que les meilleures solutions étaient des spectres de modulation de phase plus homogènes ou plus « plats ». Nous avons montré qu'en pratique, on pouvait s'approcher de ces solutions idéales à l'aide de signaux composés de trois harmoniques que l'on a appelés de manière génériques les solutions de modulations de phase non sinusoïdales. Ces signaux sont simples à régler avec la solution à un seul degré de liberté que nous avons proposée (et qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet).

Nous avons ensuite montré en pratique qu'une telle solution pouvait être plus performante que la solution actuelle en place sur le LMJ. Au chapitre 5, nous avons montré sa faisabilité et vérifié que les performances laser en termes de fonction anti-Brillouin et lissage pouvaient être conservées au profit d'une réduction de la conversion FM-AM et d'un gain en rendement de conversion de fréquence.

Enfin, le chapitre 6 a permis une discussion autour des différents critères retenus. Nous avons rassemblé dans différents tableaux l'ensemble des simulations effectuées pour différentes propositions de modulations de phase. Nous avons conclu sur la nécessité de conserver une fonction anti-Brillouin à faible fréquence de modulation (1 ou 2GHz). Nous avons proposé de l'associer à une fonction lissage optimisée à l'aide d'une solution non sinusoïdale qui nous semble simple à mettre en place sur le LMJ et qui améliore le rendement de conversion de fréquence en énergie de 5% sur cible et réduit de plus de 25% le taux de conversion FM-AM (50% si cette solution est couplée aux fonctions de compensation proposées au chapitre 3). Cette solution conserve les fonctionnalités anti-Brillouin et de lissage optique et semble intéressante à tout point de vue pour une mise en place sur le LMJ.

Perspectives

Les travaux développés dans ce manuscrit sont satisfaisants par rapport au titre même de cette thèse : nous avons bien proposé une solution optimisée de la modulation de phase pour minimiser la conversion FM-AM dans les lasers de puissance. Mais, tout au long de nos

développements, nous nous sommes posé de nombreuses questions sans être capables de toujours y répondre définitivement.

En particulier, la conversion FM-AM est un phénomène parasite que l'on peut réduire et contrôler sans savoir exactement dans quelles proportions les modulations d'intensité associées pourraient être pénalisantes. Des études vont être initiés à ce sujet afin de répondre à la question suivante : Dans quelles mesures la conversion FM-AM peut-elle contribuer à l'endommagement des optiques ? Pour ce qui est de la physique du plasma entourant la cible, nous avons présenté nos interrogations sur l'influence que pourraient avoir des modulations d'intensité sur les rétrodiffusions Brillouin et Raman.

De manière plus générale, nous avons vu que le contrôle de la forme temporelle (à travers la phase et l'intensité) a de nombreuses conséquences sur l'ensemble de la chaîne du LMJ. Notre étude ne pouvait être que partielle : ne serait-ce que pour la partie optique (je ne parlerai pas de la physique du plasma ou de la cible), nous n'avons étudié que le cas d'une chaîne, qu'en serait-il si l'on tenait compte de l'influence simultanée de l'ensemble des 240 faisceaux du LMJ ?[1] De plus, nous avons voulu étudier le lissage optique en ne considérant que la variable temporelle (puisqu'on ne modifie qu'une variable temporelle en modifiant la modulation de phase). Mais, par construction, le lissage induit un couplage temps-espace. Si nous avons étudié les fréquences temporelles, il faudrait sans doute compléter notre travail par une étude des fréquences spatiales présentes dans la tache focale lissée.

Enfin, nous avons distingué deux zones dans les formes temporelles (basse et haute intensité), ne pourrions-nous pas envisager des solutions différentes selon le cas considéré ? L'acceptance spectrale de conversion de fréquence est bien meilleure à basse intensité et le besoin en lissage semble plus important, il serait possible d'imaginer un élargissement plus important sur le pré-palier de l'impulsion…Les questions que l'on pourrait se poser sont encore légion !

Cette thèse s'achève avec des perspectives positives : les travaux sur les modulations non sinusoïdales vont être poursuivis et un post-doctorant va étudier les aspects pratiques des solutions de compensation que j'ai proposés. De manière générale, il existe bon nombre de questions sans réponse définitive et j'espère que ma contribution suscitera des études nouvelles.

[1] Une étude sur ce que l'on appelle le « champ total », c'est-à-dire la somme des champs électriques des différents faisceaux laser est en cours.

Annexes

Annexe 1 199

1.1 Liens entre les fonctions de Bessel et les modulations de phase sinusoïdales 199

1.2 Calcul analytique du taux de modulation temporel pour différentes fonctions de transfert 204

1.3 Calcul de la dispersion angulaire apportée par un système de deux réseaux plans parallèles..... 208

1.4 Démonstration de l'inexistence d'une modulation de phase donnant une densité spectrale de puissance idéale..... 210

1.5 Conditions pour obtenir un spectre à DSP symétrique par rapport à la fréquence centrale dans le cas d'une modulation de phase à 2 et 3 harmoniques 213

1.6 Condition sur les filtres de la conversion FM-AM : Disparition des fréquences harmoniques impaires du spectre AM 216

1.7 Expressions analytiques des contrastes aux temps longs 218

Annexe 2 : Le code de propagation Miró 222

Références 224

« Croyez-moi, vicomte, on acquiert rarement les qualités dont on peut se passer. »

(Pierre Choderlos de Laclos, Les liaisons dangereuses)

Annexe 1

Cette annexe est consacrée aux développements analytiques dont on a juste donné l'énoncé et la conclusion dans le corps de ce mémoire afin de ne pas en alourdir le contenu. Nous précisons à chaque fois si la démonstration est originale ou une « reprise » d'une démonstration déjà existante. Si par hasard une démonstration originale ne l'était pas, ce serait un « plagiat » involontaire de ma part.

1.1 Liens entre les fonctions de Bessel et les modulations de phase sinusoïdales

Cette démonstration permet de justifier l'équation (9) du chapitre 1 et les diverses propriétés que nous avons utilisées, en particulier l'expression $J_{-n}(z) = (-1)^n J_n(z)$. *Ces calculs ne me sont pas personnels bien évidemment, les fonctions de Bessel ayant été étudiées bien avant ma naissance [1].*

Le lien entre les fonctions de Bessel et les modulations de phases sinusoïdales s'exprime par la relation suivante :

$$\exp(im\sin(\omega_m t)) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m) e^{in\omega_m t} \qquad \text{(A1.1)}$$

Cette relation permet d'établir l'expression analytique du spectre optique des modulations de phase sinusoïdales de profondeur de modulation, m et de fréquence de modulation $f_m=\omega_m/2\pi$.

Afin d'établir certaines propriétés des fonctions de Bessel que nous avons utilisées, il ne suffit pas de se contenter de cette expression comme définition.
Dans cette annexe, nous donnons l'expression sous forme de séries entières des expressions $J_n(m)$. Grâce à cette expression, nous explicitons la « fonction génératrice » de ces fonctions, ce qui nous permettra d'établir l'expression (A1.1) et d'en déduire l'ensemble des propriétés des fonctions de Bessel qui nous ont été utiles.

Expression des J_n sous forme de séries entières

Les fonctions de Bessel de premier ordre J_n, sont tout d'abord solutions de l'équation de Bessel (on se limite au cas où n est un entier relatif) :

$$z^2 \frac{d^2 y}{dz^2} + z \frac{dy}{dz} + (z^2 - n^2) y = 0 \qquad \text{(A1.2)}$$

On cherche des solutions de cette équation différentielle sous forme d'une série entière et on note :

$$y = \sum_{k=0}^{\infty} a_k z^k \qquad \text{(A1.3)}$$

On a alors successivement : $\frac{dy}{dz} = \sum_{k=1}^{\infty} k a_k z^{k-1}$; $\frac{d^2 y}{dz^2} = \sum_{k=2}^{\infty} k(k-1) a_k z^{k-2}$

L'équation (A1.2) se réécrit alors :

$$\sum_{k=2}^{\infty} \left[(k^2 - n^2) a_k + a_{k-2} \right] z^k - n^2 a_0 + (1 - n^2) a_1 z = 0 \qquad \text{(A1.4)}$$

On peut établir, par identification, les formules de récurrence suivantes concernant l'expression des a_k :

$$n^2 a_0 = 0$$
$$(1 - n^2) a_1 = 0$$
$$et \, \forall k \geq 2 : (k^2 - n^2) a_k + a_{k-2} = 0$$

On voit alors que les a_k sont non nuls seulement à partir de k=±n et on a ensuite en admettant n≥0 :

$$(k^2 - n^2) a_n = 0$$
$$a_{n+1} = 0$$
$$et \, \forall k \geq n+2 : (k^2 - n^2) a_k + a_{k-2} = 0$$

En posant p = k-n, on a donc pour tout p impair a_p=0 et pour p pair (p =2r) :

$$a_k = \frac{-a_{k-2}}{k^2 - n^2} = \frac{-a_{k-2}}{2pn + p^2} = \frac{-a_{k-2}}{2^2 r(n+r)} = \frac{(-1)^r a_n}{2^{2r} r! \prod_{l=1}^{r} (n+l)}$$

On choisit arbitrairement : $a_n = \frac{1}{2^n \Gamma(n+1)}$ où Γ est la fonction gamma d'Euler et qui a la propriété d'être égale à la fonction factorielle pour les entiers positifs. Ainsi :

$$a_{2r+n} = \frac{(-1)^r}{2^{2r+n} r!\Gamma(n+r+1)}$$

On définit alors la fonction de Bessel comme étant la somme de la série entière associée aux coefficients a_n et on a :

$$\underline{J_n(z) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!\Gamma(n+r+1)} \left(\frac{z}{2}\right)^{2r+n}} \qquad \text{(A1.5)}$$

Cette expression est généralisable à tout n complexe[1], mais seuls les entiers relatifs nous intéressent dans le cadre de la généralisation:

Si n≥0, on a clairement : $\underline{J_n(z) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!(n+r)!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2r+n}}$

Pour les entiers négatifs, -n : Sachant que tout k, entier négatif ou nul, sont des pôles de la fonction Γ, le 1er terme non nul de la somme est r'=r+n et donc :

$$\underline{J_{-n}(z) = \sum_{r'=0}^{\infty} \frac{(-1)^{r'+n}}{(r'+n)!r'!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2r'+2n-n} = (-1)^n \sum_{r'=0}^{\infty} \frac{(-1)^{r'}}{(r'+n)!r'!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2r'+n} = (-1)^n J_n(z)} \qquad \text{(A1.6)}$$

L'équation (A1.6) est une propriété très utile des fonctions de Bessel.

<u>Fonction génératrice des fonctions de Bessel d'indice entier</u>

Considérons les deux fonctions holomorphes sur le plan complexe privé de 0 :

$$g(z) = e^{\frac{u}{2}z} = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{u^n}{2^n n!} z^n \quad \text{et} \quad h(z) = e^{-\frac{u}{2}\frac{1}{z}} = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(-u)^n}{2^n n!} \frac{1}{z^n}$$

où u est un paramètre complexe.

---

[1] Il faut pour cela intuiter la forme de la solution à chercher sous la forme $y = z^{\nu} \sum_{k=0}^{\infty} a_k z^k$, le reste de la démonstration étant similaire.

La fonction f(z)=g(z).h(z) est par propriété, elle aussi, définie sur tout le plan complexe privé de 0 (le produit de deux fonctions holomorphes est aussi holomorphe). Et on a :

$$f(z)=e^{\frac{u}{2}\left(z-\frac{1}{z}\right)}=\sum_{p=-\infty}^{+\infty}\left(\sum_{n-k=p}\frac{u^n}{2^n n!}\frac{(-u)^k}{2^k k!}\right)z^p=\sum_{p=-\infty}^{+\infty}\left(\sum_{k=0}^{+\infty}\frac{u^{p+k}}{2^{p+k}(p+k)!}\frac{(-u)^k}{2^k k!}\right)z^p$$

$$f(z)=e^{\frac{u}{2}\left(z-\frac{1}{z}\right)}=\sum_{p=-\infty}^{+\infty}\left(\sum_{k=0}^{+\infty}\frac{(-1)^k}{k!(p+k)!}\left(\frac{u}{2}\right)^{p+2k}\right)z^p=\sum_{p=-\infty}^{+\infty}J_p(u)z^p$$

On a montré que :

$$\underline{f(z)=e^{\frac{u}{2}\left(z-\frac{1}{z}\right)}=\sum_{p=-\infty}^{+\infty}J_p(u)z^p} \qquad \text{(A1.7)}$$

La fonction f est la fonction génératrice des fonctions de Bessel du premier ordre.

<u>Représentation par une intégrale de Cauchy</u>

Nous touchons bientôt au but.

La fonction génératrice f est une fonction holomorphe présentant une singularité en 0.

D'après le théorème des séries de Laurent, il existe alors une unique suite a_n tel que :

$$f(z)=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}a_n z^n$$

avec $a_n=\frac{1}{2\pi i}\int_\gamma\frac{f(z)}{z^{n+1}}dz$, où γ est un chemin fermé contenant 0, la singularité.

En appliquant ce théorème aux fonctions de Bessel, on a :

$$J_n(u)=\frac{1}{2\pi i}\int_\gamma\frac{e^{\frac{u}{2}\left(z-\frac{1}{z}\right)}}{z^{n+1}}dz$$

et en prenant le cercle unité comme chemin fermé (z=exp(it)), on obtient successivement :

$$J_n(u)=\frac{1}{2\pi i}\int_0^{2\pi}e^{\frac{u}{2}\left(e^{it}-e^{-it}\right)}e^{-i(n+1)t}ie^{it}dt=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}e^{iu\sin(t)}e^{-\mathrm{int}}dt$$

En posant $\omega_m=\frac{2\pi}{T}$ et en faisant le changement de $t'=\omega_m t$, on a :

$$J_n(u) = \frac{1}{T}\int_0^T e^{iu\sin(\omega_m t)} e^{-in\omega_m t}\, dt$$

On reconnaît alors l'expression des coefficients de la série de Fourier de la fonction $e^{iu\sin(\omega_m t)}$ et on a donc justifié l'égalité de l'équation (A1.1):

$$\underline{e^{iu\sin(\omega_m t)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(u) e^{in\omega_m t}}$$

<u>*Quelques propriétés utiles*</u>

A partir de la fonction génératrice, on peut obtenir quelques propriétés sympathiques des fonctions de Bessel :

Soit $f(u,z) = e^{\frac{u}{2}\left(z-\frac{1}{z}\right)} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_p(u) z^p$. En dérivant f par rapport à u, nous avons :

$$\frac{d}{du} f(u,z) = \frac{1}{2}\left(z - \frac{1}{z}\right) e^{\frac{u}{2}\left(z-\frac{1}{z}\right)} = \frac{1}{2}\left(z - \frac{1}{z}\right)\sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_p(u) z^p = \frac{1}{2}\sum_{p=-\infty}^{+\infty}\left(J_{p+1}(u) + J_{p-1}(u)\right) z^p$$

Et de l'autre côté, nous avons :

$$\frac{d}{du} f(u,z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_p'(u) z^{p-1}$$

Par identification des termes, on obtient la formule suivante :

$$\underline{J_p'(u) = \frac{1}{2}\left(J_{p+1}(u) + J_{p-1}(u)\right)} \qquad \text{(A1.8)}$$

Si nous dérivons f par rapport à z cette fois-ci :

$$\frac{d}{dz} f(u,z) = \frac{u}{2}\left(1 + \frac{1}{z^2}\right) e^{\frac{u}{2}\left(z-\frac{1}{z}\right)} = \frac{u}{2}\left(1 + \frac{1}{z^2}\right)\sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_p(u) z^p = \frac{u}{2}\sum_{p=-\infty}^{+\infty}\left(J_{p-1}(u) + J_{p+1}(u)\right) z^{p-1}$$

Et de l'autre côté, nous avons :

$$\frac{d}{dz} f(u,z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} p J_p(u) z^{p-1}$$

Par identification terme à terme, on en déduit donc la formule suivante :

$$pJ_p(u) = \frac{u}{2}\left(J_{p-1}(u) + J_{p+1}(u)\right) \tag{A1.9}$$

La propriété (A1.9) est souvent utilisée dans les calculs.

1.2 Calcul analytique du taux de modulation temporel pour différentes fonctions de transfert

Dans cette annexe, on explicite les calculs permettant d'obtenir les expressions analytiques des taux de modulation temporel pour des approximations à l'ordre 2 de fonctions de transfert réalistes. En particulier, on étudie le cas des fonctions de transfert en amplitude centré sur le spectre (rétrécissement spectral par le gain, acceptance spectrale des cristaux convertisseurs de fréquence) (équation (18) du chapitre 2) et les fonctions de dispersion chromatique dans les fibres et entre deux réseaux plans (équation (10) et (22) du chapitre 2). Ce calcul est issu du travail de L. Videau sur la conversion FM-AM en 2000 et a été publié dans [2].

Considérons une onde dont l'amplitude du champ est $A_0(t)$ et de spectre $\tilde{A}_0(\omega)$, où $\omega = 2\pi f$.

Appliquons maintenant la fonction de transfert spectrale $H_0(\omega)$ sur $\tilde{A}_0(\omega)$. On peut alors écrire l'expression de l'amplitude modifiée $\tilde{A}(\omega)$:

$$\tilde{A}(\omega) = H_0(\omega).\tilde{A}_0(\omega) \tag{A2.1}$$

Pour obtenir l'expression dans le domaine temporel de l'onde qui a été modifiée, on effectue un calcul de transformée de Fourier inverse :

$$A(t) = \frac{1}{2\pi}\int H_0(\omega)\tilde{A}_0(\omega).e^{-i\omega t}\,d\omega \tag{A2.2}$$

On effectue ci-dessous les calculs menant au taux de modulation temporel pour deux types de fonctions de transfert :

- *Cas où* $H_0(\omega) = 1 + \sigma_\omega(\omega - \omega_c)^2 \Leftrightarrow H_0(f) = 1 + \sigma_f(f - f_c)^2$

Ce calcul permet d'obtenir avec une très bonne approximation la valeur du taux de modulation temporel pour une modulation de phase sinusoïdale pour certaines fonctions de transfert en amplitude.

En effet, pour le cas d'un rétrécissement spectral par le gain, on a :

$$H_o(f) = \exp\left[-2\ln 2\left(\frac{f - f_c}{\Delta f}\right)^2\right] \qquad \text{(A2.3)}$$

où Δf est la largeur à mi-hauteur de la gaussienne et f_c le décalage par rapport à la fréquence centrale du spectre.

Avec une approximation de l'équation (A2.3) à l'ordre 2, on a :

$$H_o(f) = 1 - 2\ln 2\left(\frac{f - f_c}{\Delta f}\right)^2 = 1 + \sigma_f(f - f_c)^2 \qquad \text{(A2.4)}$$

avec $\sigma_f = \dfrac{2\ln 2}{\Delta f^2}$.

Pour la fonction de transfert de l'acceptance spectrale des cristaux convertisseur de fréquence, on peut écrire :

$$H_0(f) = Sinc(\gamma(f - f_c)) \qquad \text{(A2.5)}$$

où γ est l'acceptance spectrale du système convertisseur de fréquence et fc la fréquence d'accord de phase.

Avec un développement limité à l'ordre 2 de l'équation (A2.5), on obtient :

$$H_0(f) = 1 - \frac{\gamma^2}{6}(f - f_c)^2 = 1 + \sigma_f(f - f_c)^2 \qquad \text{(A2.6)}$$

avec $\sigma_f = \dfrac{\gamma^2}{6}$.

D'après (A2.2) :

$$A(t) = \frac{1}{2\pi}\int \tilde{A}(\omega).e^{-i\omega t}d\omega - \frac{\sigma_\omega e^{-i\omega_c t}}{2\pi}\int i^2(\omega - \omega_c)^2\tilde{A}(\omega).e^{-i(\omega-\omega_c)t}d\omega$$

Alors :

$$A(t) = A_0(t) - \sigma_\omega e^{-i\omega_c t}.\frac{d^2\left(A_0(t).e^{i\omega_c t}\right)}{dt^2}$$

$$A(t) = A_0(t) + \sigma_\omega\left[-\omega_c{}^2 A_0(t) + 2i\omega_c \frac{d\left(A_0(t)\right)}{dt} + \frac{d^2\left(A_0(t)\right)}{dt^2}\right]$$

Dans le cas où l'impulsion initiale est modulée sinusoïdalement en phase, on peut écrire :

$$A_0(t) = e^{im\sin(2\pi f_m t)}$$

$$\frac{d\left(A_0(t)\right)}{dt} = 2i\pi m f_m \cos(2\pi f_m t).A_0(t)$$

$$\frac{d^2\left(A_0(t)\right)}{dt^2} = -A_0(t)\left[4\pi^2 m^2 f_m{}^2\cos(2\pi f_m t)^2 + 4i\pi^2 m f_m{}^2\sin(2\pi f_m t)\right]$$

On a alors :

$$\underline{A(t) = \left[\left(1-\sigma_\omega\left(\omega_c + 2\pi m f_m \cos(2\pi f_m t)\right)^2\right) - i\sigma_\omega 4\pi^2 m f_m{}^2\sin(2\pi f_m t)\right]A_0(t)} \quad \text{(A2.7)}$$

En ne gardant que les termes du 1er ordre en σ_ω, l'intensité I(t)=|A(t)|² s'écrit :

$$I(t) = \left[1 - 2\sigma_\omega\left(\omega_c + 2\pi m f_m \cos(2\pi f_m t)\right)^2\right]$$

Soit :

$$\underline{I(t) = \left[1 - 2\sigma_f\left(f_c + m f_m \cos(2\pi f_m t)\right)^2\right]} \quad \text{(A2.8)}$$

On distingue alors deux cas :

- Si $m f_m > |f_c|$ alors :

  $I_{\max} = 1$

  $I_{\min} = 1 - 2\sigma_f(f_c + m f_m)^2$ et alors $\underline{\alpha = \dfrac{2\sigma_f(f_c + m f_m)^2}{1-\sigma_f(f_c + m f_m)^2}}$

- Si $m f_m < |f_c|$ alors :

  $I_{\max} = 1 - 2\sigma_f(f_c - m f_m)^2$

  $I_{\min} = 1 - 2\sigma_f(f_c + m f_m)^2$ et alors $\underline{\alpha = \dfrac{8\sigma_f m f_m f_c}{1-2\sigma_f(f_c{}^2 + (m f_m)^2)}}$

On en déduit l'expression (18) du chapitre 2.

- *Cas où* $H(\omega) = 1 + i\sigma_\omega(\omega - \omega_c)^2 \Leftrightarrow H(f) = 1 + i\sigma_f(f - f_c)^2$

Ce calcul permet d'obtenir avec une très bonne approximation la valeur du taux de modulation temporel pour une modulation de phase sinusoïdale pour les fonctions de transfert en phase de dispersion chromatique dans les fibres ou de dispersion angulaire entre 2 réseaux plans.

En effet, pour ces fonctions de transfert de dispersion on a :

$$H_0(f) = \exp\left[\frac{i}{2}\varphi_2 f^2\right] \qquad \text{(A2.9)}$$

avec $\varphi_2 = -2\pi\frac{\lambda_0^2 D.L}{c}$ dans le cas de la dispersion chromatique dans une fibre et $\varphi_2 = -\frac{2\pi c N^2 x}{f_0^3 \cos^2(\theta_0)}$ dans le cas de la propagation entre 2 réseaux plan (cf chapitre 2 pour les notations des différents termes)

On obtient de la même façon que le cas traité précédemment:

$$\underline{A(t) = \left[\left(1 + \sigma_\omega 4\pi^2 m f_m{}^2 \sin(2\pi f_m t)\right) - i\sigma_\omega\left(\omega_c + 2\pi m f_m \cos(2\pi f_m t)\right)^2\right] A_0(t)} \qquad \text{(A2.10)}$$

En ne gardant que les termes du 1er ordre en σ_ω, on a alors :

$$I(t) = \left(1 + \sigma_\omega 4\pi^2 m f_m{}^2 \sin(2\pi f_m t)\right)^2$$

Soit :

$$\underline{I(t) = \left(1 + \sigma_f 2\pi m f_m{}^2 \sin(2\pi f_m t)\right)^2}$$

On en déduit que :

$$I_{\max} = (1 + 2\pi|\sigma_f|m f_m{}^2)^2$$
$$I_{\min} = (1 - 2\pi|\sigma_f|m f_m{}^2)^2$$

et alors $\underline{\alpha = 4|\sigma_f|m f_m{}^2}$

On en déduit alors les expressions (10) et (22) du chapitre 2.

1.3 Calcul de la dispersion angulaire apportée par un système de deux réseaux plans parallèles

Cette annexe permet d'obtenir les expressions analytiques des premiers termes du développement limité de la phase en fonction de la fréquence optique dans le cas d'un système dispersif composé de deux réseaux plans parallèles. En particulier, il permet d'obtenir le terme de dispersion chromatique ou de « chirp » donné par la relation (20) du chapitre 2. Cette démonstration est classique et a pour base la référence [4].

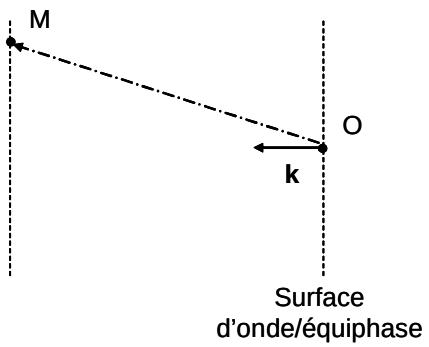

Figure 1

Le schéma de la Figure 1 et nos cours sur les ondes planes nous rappellent que le terme de phase, φ(ω), lié à la propagation entre le point O et le point M, est défini par :

$$\varphi(\omega) = \vec{k}(\omega).\vec{OM} = \frac{\omega}{c} n(\omega)\,\vec{u}(\omega).\vec{OM} \qquad \text{(A3.1)}$$

où n est l'indice de réfraction du milieu où s'effectue la propagation (dans le cas des réseaux plan, l'indice vaut 1) et **u** est le vecteur unitaire dans la direction du vecteur d'onde **k**.

Dans le cas des réseaux plans, le système est dispersif et la phase dépend de la pulsation optique car le vecteur unitaire varie avec la pulsation.

La Figure 2 rappelle la configuration utilisée pour les réseaux dans le cas du LMJ (on a supprimé les cristaux de conversion de fréquence qui n'apportent aucune dispersion angulaire supplémentaire significative) :

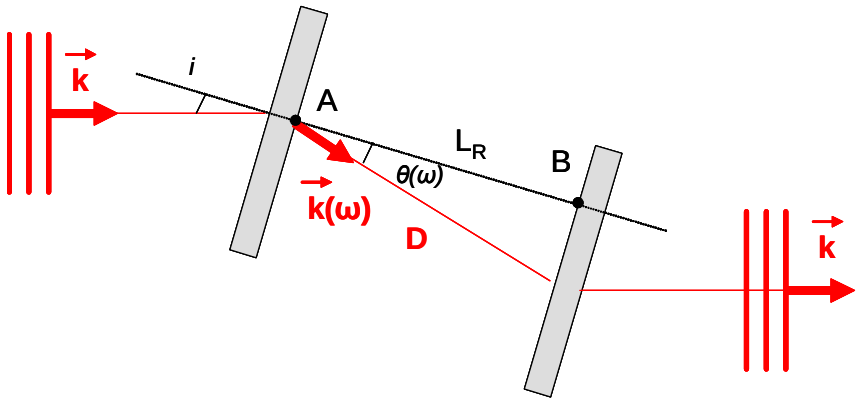

Figure 2 : Notations utilisées dans le cas d'un système de deux réseaux parallèles

On note D la distance de propagation entre les deux réseaux parallèles (valeur prise au centre du faisceau). Pour simplifier le calcul, on introduit aussi les points A et B. Le point A est choisi comme étant le point d'incidence sur le premier réseau et le point B de sorte que AB soit la distance L_R perpendiculaire entre les réseaux. Le déphasage entre les réseaux s'écrit alors :

$$\varphi(\omega) = \vec{k}(\omega).\vec{AB} = \frac{\omega}{c} L_R \cos(\theta(\omega)) \qquad \text{(A3.2)}$$

L'angle θ entre la normale aux réseaux et le vecteur d'onde est donné en fonction de l'angle d'incidence i sur le premier réseau par la loi des réseaux (donnée à l'ordre 1):

$$\sin(i) + \sin(\theta(\omega)) = N.\frac{2\pi c}{\omega} \qquad \text{(A3.3)}$$

où N est la densité de traits des réseaux plans.

On souhaite exprimer la phase, φ, par un développement limité autour de la pulsation centrale ω_0 :

$$\varphi(\omega) = \tilde{\varphi}_0 + \tilde{\varphi}_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\tilde{\varphi}_2(\omega - \omega_0)^2 + o[\omega^2] \qquad \text{(A3.4)}$$

Et on peut obtenir l'expression analytique des différents termes :

$$\tilde{\varphi}_0 = \varphi(\omega_0)$$

$\tilde{\varphi}_1$ est le terme de temps retard et vaut :

$$\tilde{\varphi}_1 = \left(\frac{d\varphi}{d\omega}\right)_{\omega_0} = \frac{D}{c}\left[1 + \sin i.\sin\theta(\omega_0)\right] \qquad \text{(A3.5)}$$

L'expression (A3.5) s'obtient par dérivation des expressions (A3.2) et (A3.3). On obtient ensuite, $\tilde{\varphi}_2$, le terme dit « de chirp » qui donne le terme d'étirement ou de compression dans le cas d'impulsions courtes. Dans le cas des fonctions de transfert en phase, c'est le premier terme qui introduit de la conversion FM-AM. Et :

$$\tilde{\varphi}_2 = \left(\frac{d^2\varphi}{d\omega^2}\right)_{\omega_0} = \frac{-D}{\cos^2(\theta(\omega_0))}\frac{N^2.4\pi^2 c}{\omega_0^{\ 3}} \qquad \text{(A3.6)}$$

On peut préférer utiliser un développement de la phase par rapport à la fréquence centrale, f_0, suivant l'expression :

$$\varphi(f) = \varphi_0 + \varphi_1(f - f_0) + \frac{1}{2}\varphi_2(f - f_0)^2 + o[f^2]$$

Avec en particulier, par identification :

$$\varphi_2 = 4\pi^2\tilde{\varphi}_2 = \frac{-D}{\cos^2(\theta(f_0))}\frac{N^2.2\pi c}{f_0^{\ 3}} \qquad \text{(A3.7)}$$

Et on retrouve ainsi l'expression (20) du chapitre 2.

1.4 Démonstration de l'inexistence d'une modulation de phase donnant une densité spectrale de puissance idéale

Ici, on se replace dans la problématique du chapitre 4, où on cherche des spectres « idéaux », c'est-à-dire des spectres dont la DSP est composée de raies régulièrement espacées et uniformes. On cherche alors à répondre à la question suivante : Existe-t-il une modulation de phase donnant ces formes de DSP ?

Cette démonstration est originale.

Il faut avoir tout d'abord à l'esprit que l'on cherche une forme de DSP précise et non pas directement le spectre complet. C'est donc la puissance contenue dans les raies qui importe. De ce fait, on a de nombreux degrés de liberté au niveau du spectre optique, $\tilde{A}(f)$. Si on cherche une DSP uniforme à N raies, on a une infinité de solutions possible puisque $DSP(f) = \left|\tilde{A}(f)\right|^2$. Les (N-1) phases relatives, notées φ_n, des raies peuvent prendre des valeurs quelconques comme le montre le schéma de la Figure 3.

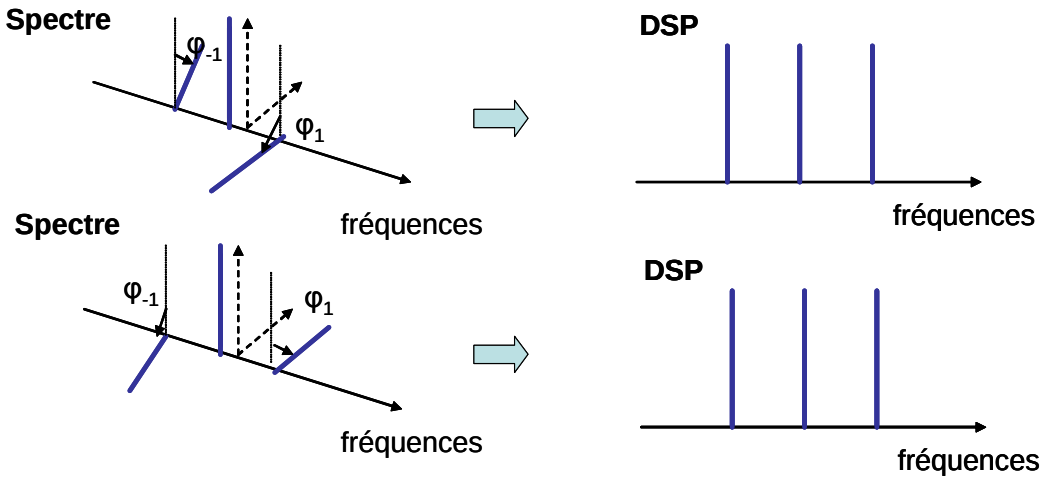

Figure 3 : Deux spectres optiques différents peuvent avoir même forme de DSP : les phases relatives des raies sont des degrés de liberté.

Sans choix particulier des phases relatives, la forme temporelle de l'intensité, I(t), telle que $I(t) = \left|A(t)\right|^2$, n'a aucune raison d'être constante : la modulation appliquée est donc une modulation de phase et d'intensité. Sur la dernière illustration de la Figure 4, on remarque qu'un spectre plat est parfaitement réalisable mais qu'il est obtenu avec une forte modulation d'intensité.

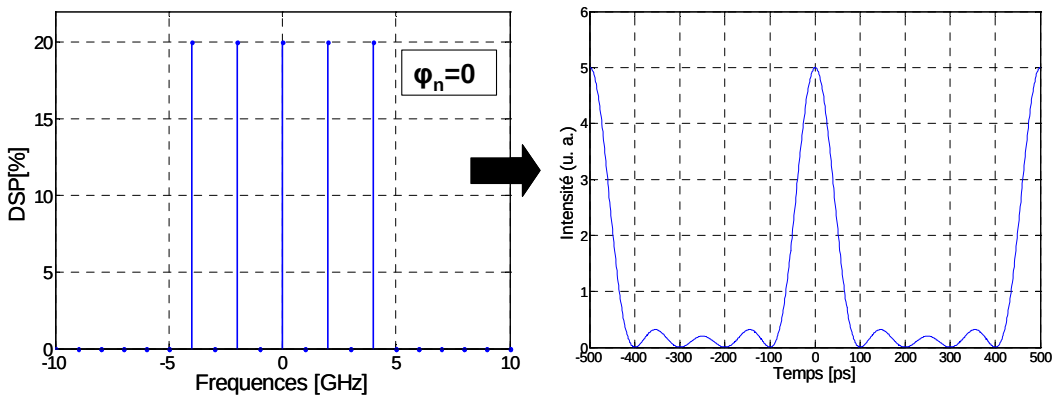

Figure 4 : Une densité spectrale de puissance "idéale" est réalisable mais avec des combinaisons simultanées de modulations de phase et d'intensité

La question de l'existence d'une solution idéale de modulation de phase peut donc être reformulé de la sorte : Parmi l'ensemble des spectres optiques donnant des DSP telles que désirées, existe-t-il des modulations de phase pures ?

Dans le cas présent, les DSP désirées sont des DSP uniformes à (2N+1) raies également réparties autour de la fréquence centrale[1], soit :

$$DSP(f) = \frac{1}{2N+1} \sum_{k=-N}^{N} \delta(f - kf_m)$$

On a normalisé l'énergie totale contenue dans la DSP à 1. Les spectres optiques donnant cette expression de DSP s'écrivent alors de la manière suivante :

$$\tilde{A}(f) = \frac{1}{\sqrt{2N+1}} \sum_{k=-N}^{N} e^{i\varphi_k} \delta(f - kf_m)$$

Et par conséquent, on a l'expression du champ optique dans le domaine temporel :

$$A(t) = \frac{1}{\sqrt{2N+1}} \sum_{k=-N}^{N} \exp\left(i\left(2\pi k f_m t + \varphi_k\right)\right)$$

Et on cherche alors une combinaison des φ_k afin d'avoir une modulation de phase pure, c'est-à-dire, sans modulation d'intensité. L'énergie étant normalisée à 1 d'après l'expression de la DSP recherchée, on cherche donc à avoir :

$$I(t) = |A(t)|^2 = 1$$

Or, en effectuant le calcul de I(t), on obtient une expression de la forme suivante :

$$I(t) = A(t).A^*(t) = \frac{1}{2N+1}\left[(2N+1) + \sum_{k=1}^{2N-1} a_k \cos\left(\left(2\pi k f_m t + \gamma_k\right)\right) + \cos\left(\left(2\pi.2N.f_m t + \varphi_{-N} + \varphi_N\right)\right)\right]$$

Le 1er terme dans le crochet donne la composante continue de I qui vaut alors exactement 1.

On cherche donc à vérifier s'il est possible d'obtenir :

[1] On conserve ainsi le barycentre du spectre sur la fréquence porteuse. Le choix d'un nombre impair de raies est arbitraire.

$$\sum_{k=1}^{2N-1} a_k \cos((2\pi k f_m t + \gamma_k)) + \cos((2\pi.2N.f_m t + \varphi_{-N} + \varphi_N)) = 0$$

Les expressions des coefficients a_k et γ_k importent peu et correspondent à l'ensemble des battements des raies espacées d'une à 2N raies.

On reconnaît un développement en séries de Fourier de la fonction nulle (qui est périodique de période $1/f_m$!). Les fonctions $\cos((2\pi k f_m t + \theta_k))$ étant une base des fonctions périodiques de période $1/f_m$, il faut donc, pour obtenir la fonction nulle, que tous les coefficients de son développement en série de Fourier soient nuls. Or, si on ne s'est pas donné la peine d'expliciter les 2N-1 premiers coefficients, on sait que le coefficient du dernier terme vaut 1. Il existe au moins un coefficient non nul dans le développement, il est donc impossible de vérifier la relation précédente (pour t quelconque). Il n'existe aucune combinaison de φ_k, telle que le spectre optique associé donne une intensité constante. **Il n'existe donc pas de spectre de raies telles que la DSP soit uniforme qui puisse être généré par une modulation de phase pure.** La solution idéale n'existe pas. On ne cherche alors qu'une solution approchée, ce qui est fait dans le chapitre 4 en tenant compte d'autres considérations pratiques cette fois-ci.

1.5 Conditions pour obtenir un spectre à DSP symétrique par rapport à la fréquence centrale dans le cas d'une modulation de phase à 2 et 3 harmoniques

Cette annexe donne la démonstration des assertions sur la symétrie des DSP énoncées dans le chapitre 4. Cette démonstration est originale. On renvoie le lecteur à la référence [3], pour des calculs complémentaires qui généralise partiellement les résultats de cette partie.

Cas d'une modulation de phase à 2 harmoniques :

Considérons un signal optique, A(t), modulé en phase de la forme suivante :

$$A(t) = \exp(i[m_1 \sin(\omega_n t) + m_2 \sin(2\omega_n t + \varphi_2)]) \qquad \text{(A5.1)}$$

On cherche les valeurs de déphasage φ_2 qui donnent une densité spectrale de puissance (DSP) symétrique pour un système à 2 harmoniques.

La fonction DSP est une fonction lié au signal A(t) :

$$DSP(\omega) = \left|\tilde{A}(\omega)\right|^2$$

où $\tilde{A}(\omega)$ est le spectre optique du signal optique exprimé dans le domaine fréquentiel.

Une condition nécessaire et suffisante pour obtenir la symétrie de la DSP est :

$\tilde{A}(-\omega) = e^{i\theta(\omega)}\tilde{A}(\omega)$ avec θ(ω) une fonction réelle. *(condition 1)*

On calcule le spectre du signal A(t) à l'aide des fonctions de Bessel J_n (cf. Annexe 1.1):

$$\tilde{A}(\omega) = \left[\sum_n J_n(m_1)\delta(\omega - n\omega_n)\right] * \left[\sum_k J_k(m_2)e^{ik\varphi_2}\delta(\omega - 2k\omega_n)\right]$$

Ce spectre reste un spectre de raies espacées régulièrement de ω_n et on peut le réécrire en calculant le produit de convolution de la manière suivante :

$$\tilde{A}(\omega) = \left[\sum_n \left[\sum_k J_{n-2k}(m_1).J_k(m_2)e^{ik\varphi_2}\right]\delta(\omega - n\omega_n)\right] \qquad \text{(A5.2)}$$

En utilisant la propriété des fonctions de Bessel $J_{-n}(m) = (-1)^n J_n(m)$, on a donc les composantes des spectres qui s'écrivent pour tout entier l :

$$\tilde{A}(l\omega_n) = \left[\sum_k J_{l-2k}(m_1).J_k(m_2)e^{ik\varphi_2}\right] \qquad \text{(A5.3)}$$

$$\text{et } \tilde{A}(-l\omega_n) = (-1)^l\left[\sum_k J_{l-2k}(m_1).J_k(m_2)(-1)^k e^{-ik\varphi_2}\right] \qquad \text{(A5.4)}$$

D'après la condition 1, il faut donc que pour tout entier l :

$$\tilde{A}(-l\omega_n) = e^{i\theta(l\omega_n)}\tilde{A}(l\omega_n) \quad \textit{(condition 2)}$$

En utilisant (A5.3) et (A5.4), une condition suffisante pour réaliser la condition 2 est que pour tout k entier relatif :

$$(-1)^l (-1)^k e^{-ik\varphi} = e^{i\theta(l\omega_n)} e^{ik\varphi_2} \quad \textit{(condition 3)}$$

En particulier pour k = 0, on en déduit : $e^{i\theta(l\omega_n)} = (-1)^l$, ce qui simplifie la *condition 3* en :

$$(-e^{-i\varphi_2})^k = (e^{-i\varphi_2})^k$$

cela est vrai pour tout k si $-e^{-i\varphi_2} = e^{-i\varphi_2}$,

c'est-à-dire si $\cos(\varphi_2) = 0$, soit $\underline{\varphi_2 = \pm\frac{\pi}{2}}$.

On a donc montré qu'une condition suffisante pour avoir un spectre symétrique est d'avoir un déphasage entre les fréquences de $\underline{\varphi_2 = \pm\frac{\pi}{2}}$ (déphasage porté sur la seconde harmonique)[1].

<u>Cas d'une modulation de phase à 3 harmoniques</u> :

Une démonstration équivalente permet de donner des conditions sur les phases pour un signal B(t) composé de 3 fréquences :

$$B(t) = \exp\left(i[m_1 \sin(\omega_n t) + m_2 \sin(2\omega_n t + \varphi_2) + m_3 \sin(3\omega_n t + \varphi_3)]\right) \qquad \text{(A5.5)}$$

Le calcul du spectre associé permet d'aboutir à une condition suffisante similaire à la condition 3. Pour tout entiers k et l et avec h un entier quelconque :

$$(-1)^h (-e^{-i\varphi_2})^k (e^{-i\varphi_3})^l = e^{i\theta(h\omega_n)} (e^{i\varphi_2})^k (e^{-i\varphi_3})^l \quad \textit{(condition 3')}$$

La valeur particulière k = l = 0 fixe la valeur de $e^{i\theta(h\omega_n)} = (-1)^h$.

Le cas l = 0 donne la condition du cas à 2 harmoniques (même démonstration) : $\underline{\varphi_2 = \pm\frac{\pi}{2}}$.

[1]En toute rigueur, je n'ai pas montré que c'était une condition nécessaire entre la condition 2 et 3…c'est néanmoins probable et je laisse un volontaire chercher les autres cas particuliers de symétrie non triviaux (m_1 ou m_2=0). Les simulations ne m'ont jamais montré d'autres possibilités « simples ».

Le cas k = 0 donne la condition $(e^{-i\varphi_3})^l = (e^{i\varphi_3})^l$ qui est vraie quel que soit l si $e^{-i\varphi_3} = e^{i\varphi_3}$ et donc si $\sin(\varphi_3) = 0$ soit quand $\underline{\varphi_3 = 0 \, ou \, \pi}$.

On a donc des conditions suffisantes sur φ_2 et φ_3 pour obtenir des spectres de DSP symétriques[1] : $\underline{\varphi_2 = \pm\frac{\pi}{2}}$ et $\underline{\varphi_3 = 0 \, ou \, \pi}$.

1.6 Condition sur les filtres de la conversion FM-AM : Disparition des fréquences harmoniques impaires du spectre AM

Cette annexe met en évidence le fait qu'il existe des fonctions de transfert telles que le spectre AM issu d'une modulation de phase sinusoïdale n'ait comme composante non nulle que des fréquences harmoniques de la fréquence de modulation paires. Cette démonstration est originale.

On considère $\tilde{A}_0$, le spectre d'une modulation de phase sinusoïdale de fréquence de modulation f_m et de profondeur de modulation m. On a donc, comme exprimé de nombreuses fois dans ce manuscrit:

$$\tilde{A}_o(f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)\delta(f - nf_m) \qquad \text{(A6.1)}$$

Ce spectre est filtré par la fonction de transfert H. On introduit $\tilde{A}_{out}$, le spectre optique après filtrage simplement défini par : $\tilde{A}_{out}(f) = H(f)\tilde{A}_0(f)$. Ainsi :

$$\tilde{A}_{out}(f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H(nf_m)J_n(m)\delta(f - nf_m) \qquad \text{(A6.2)}$$

On cherche à étudier le spectre AM, c'est à dire le spectre des modulations de l'intensité, I_{out}, défini par :

[1] Même remarque que pour le cas avec 2 harmoniques pour justifier que ces conditions sont très probablement nécessaires en plus d'être suffisantes.

$$\tilde{I}_{out}(f) = FT\left(I_{out}(t)\right) = FT\left(\left|A_{out}(t)\right|^2\right) = FT(A_{out}(t)) * FT(A^*_{out}(t)) \qquad \text{(A6.3)}$$

Soit, en utilisant (A6.2)

$$\tilde{I}_{out}(f) = \left[\sum_{k=-\infty}^{+\infty} H(kf_m) J_k(m) \delta(f - kf_m)\right] * \left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} H^*(nf_m) J_n(m) \delta(f + nf_m)\right] \qquad \text{(A6.4)}$$

On a alors :

$$\tilde{I}_{out}(f) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \left(\sum_{n=-\infty}^{+\infty} H^*(-nf_m) H\left((k-n) f_m\right) J_{-n}(m) J_{k-n}(m) \right) \delta(f - kf_m) \qquad \text{(A6.5)}$$

Les seules fréquences qui peuvent être non nulles dans le spectre AM sont les harmoniques de la fréquence de modulation f_m. En ne considérant que les entiers k, on trouve alors l'équation (A6.6):

$$\tilde{I}_{out}(kf_m) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H^*(-nf_m) H\left((k-n) f_m\right) J_{-n}(m) J_{k-n}(m) \qquad \text{(A6.6)}$$

Si k est impaire, il est possible de réécrire l'équation (A6.6) pour obtenir :

$$\tilde{I}_{out}(kf_m) = \sum_{n=-\frac{(k-1)}{2}}^{+\infty} \left(\left[H^*(nf_m) H\left((n+k) f_m\right) J_n(m) J_{n+k}(m)\right] + \left[H^*(-nf_m) H\left(-(n+k) f_m\right) J_{-n}(m) J_{-(n+k)}(m)\right] \right) \qquad \text{(A6.7)}$$

On utilise alors la propriété des fonctions de Bessel démontrée en annexe 1.1 : $J_{-n}(m) = (-1)^n J_n(m)$ et on obtient de l'équation (A6.7) :

$$\tilde{I}_{out}(kf_m) = \sum_{n=-\frac{(k-1)}{2}}^{+\infty} \left(\left[H^*(nf_m) H\left((n+k) f_m\right) - H^*(-nf_m) H\left(-(n+k) f_m\right)\right] J_n(m) J_{n+k}(m) \right) \qquad \text{(A6.8)}$$

Il n'existe alors pas d'harmoniques impaires dans le spectre AM si on vérifie la relation suivante :

$$H^*(nf_m)H\big((n+k)f_m\big) - H^*(-nf_m)H\big(-(n+k)f_m\big) = 0 \qquad \text{(A6.9)}$$

Les fonctions, H, hermitienne ou anti-hermitienne définies par la relation (A10) vérifient la condition (A6.9):

$$\forall x \in \Re\,,\, H^*(-x) = \pm H(x) \qquad \text{(A6.10)}$$

Ainsi pour toutes ces fonctions de transfert, il n'y a pas d'harmoniques impaires de f_m dans le spectre AM (pas même la fréquence fondamentale). Cela signifie que la première fréquence non nulle est donc $2f_m$. Ces fonctions de transfert se rencontrent couramment (rétrécissement par le gain autour de la fréquence centrale, acceptance spectrale avec spectre centré à l'accord de phase, etc).

1.7 Expressions analytiques des contrastes aux temps longs

Cette annexe donne des éléments de démonstration concernant les expressions analytiques des contrastes aux temps longs. Je renvoie aux travaux de L. Videau [5] et de J. Garnier [6] pour toutes précisions supplémentaires ou pour des explications plus rigoureuses.

On se place dans le cas d'un lissage par dispersion spectrale transverse (LDST). Ce lissage est caractérisé par un certain temps retard, T_r (je renvoie le lecteur au chapitre 1 pour la définition et l'expression du temps retard pour le lissage LDST). On introduit la dimension transverse du faisceau, D, et l'inhomogénéité, s, selon la direction x, définie par :

$$s = \frac{Tr}{D} \qquad \text{(A7.1)}$$

On note E_0, le champ électrique du faisceau avant modulation de phase et on a le champ électrique, E_1, après la modulation de phase, $\Phi(t)$, et la dispersion par le réseau, qui s'écrit de la forme :

$$E_1(t,x,y) = E_0(t,x,y).\exp(\phi(t+sx)) \qquad \text{(A.7.2)}$$

Afin de briser la cohérence spatiale du faisceau, le faisceau traverse une lame de phase composée de N² éléments distincts carrés de dimension h. Ces éléments ont une phase aléatoire, $\varphi_{j,l}$, qui peut valoir 0 ou pi de manière équiprobable. Le champ électrique, E, après la lame de phase est alors :

$$E(t,x,y) = E_1(t,x,y).\frac{1}{N+1}\sum_{j,l=-N/2}^{N/2}\exp(\varphi_{j,l})\,\mathrm{Re}\,ct\left[\frac{x-jh}{h}\right]\mathrm{Re}\,ct\left[\frac{y-lh}{h}\right] \qquad \text{(A7.3)}$$

où la fonction rectangle, Rect est définie par :

$\mathrm{Re}\,ct[x]=1$ si |x|<1/2 et $\mathrm{Re}\,ct[x]=0$ si |x|>1/2

Afin d'alléger les notations, on note F, la fonction définie par :

$$F(x,y) = \frac{1}{N+1}\sum_{j,l=-N/2}^{N/2}\exp(\varphi_{j,l})\,\mathrm{Re}\,ct\left[\frac{x-jh}{h}\right]\mathrm{Re}\,ct\left[\frac{y-lh}{h}\right] \qquad \text{(A7.4)}$$

Le lissage a lieu dans le plan focal d'une lentille de distance focale, f_0. On fait l'hypothèse d'une onde quasi-monochromatique modulée en phase ayant une durée d'impulsion beaucoup plus grande que la période de modulation introduite par le modulateur de phase. Au niveau du foyer de la lentille, le champ électrique E_F est, à un facteur près la transformée de Fourier du champ après avoir traversé la lentille soit :

$$\tilde{E}_F(x,y,\omega) = \exp\left(i\frac{\omega_0}{2f_0c}\right)\tilde{A}(\omega)\tilde{F}\left(\frac{\omega_0}{f_0c}x+\omega s, \frac{\omega_0}{f_0c}y\right) \qquad \text{(A7.5)}$$

avec ω_0 la fréquence porteuse du spectre. Et $\tilde{A}(\omega) = \int \exp(i\phi(t))\exp(i\omega t)dt$.

$\tilde{F}\left(\frac{\omega_0}{f_0c}x, \frac{\omega_0}{f_0c}y\right)$ est l'expression de la figure de tavelure instantanée et est la transformée de Fourier spatiale de l'expression (A7.4). On peut introduire la longueur de cohérence de la figure de speckle par l'intermédiaire de la fonction de corrélation spatiale, Γ, définie par :

$$\Gamma(x,y,x',y') = \langle I(x,y)I(x',y')\rangle \qquad \text{(A7.6)}$$

et, en utilisant l'expression (A7.4), on obtient:

$$\Gamma(x, y, x', y') = \sin c^2\left(\pi \frac{D(x-x')}{\lambda_0 f_0}\right) \sin c^2\left(\pi \frac{D(y-y')}{\lambda_0 f_0}\right) \tag{A7.7}$$

On en déduit alors l'expression pour chacune des figures de speckle instantanée aux différentes fréquences du spectre de modulation de phase et décalés les unes par rapport aux autres par effet du temps retard. Et on a pour pour la fréquence nf_m du spectre où n est un entier :

$$\Gamma(x, y, x', y') = \sin c^2\left(\pi \frac{D(x-x')}{\lambda_0 f_0} + n\pi \frac{T_r}{T_m}\right) \sin c^2\left(\pi \frac{D(y-y')}{\lambda_0 f_0}\right) \tag{A7.8}$$

L'expression (A8.8) va nous servir pour obtenir l'expression du contraste. En effet, on rappelle que le contraste est défini par :

$$C^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} \tag{A7.9}$$

Dans le cas où l'intensité est normalisée :

$$C^2 = \langle I^2 \rangle = \Gamma(x, y, x, y) \tag{A7.10}$$

On retrouve que dans le cas d'une figure de speckle instantanée, le contraste vaut 1.

Pour obtenir l'expression du contraste aux temps longs, il convient d'introduite la fonction de corrélation spatio-temporelle définie par :

$$\Gamma(x, y, t, x', y', t') = \langle I(x, y, t) I(x', y', t') \rangle \tag{A7.11}$$

Ici, pour conclure, nous reprenons la remarque de l'article de Jocelyn Garnier [6]. La fonction de corrélation spatiale de la figure de speckle lissée (c'est-à-dire intégrée sur des temps longs) est la moyenne des fonctions de corrélation spatiales instantanées en tenant compte des deux variables temporelles t et t'.

Ainsi, pour un spectre défini de manière analytique par un spectre de raies défini par :

$$\tilde{A}(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \delta(\omega - n\omega_n) \qquad \text{(A7.12)}$$

où a_n peut être un nombre complexe.

La fonction de corrélation spatiale lissée s'écrit alors :

$$\Gamma_{lissée}(x, y, x', y') = \sum_{j,l=-\infty}^{\infty} |a_j|^2 |a_l|^2 \sin c^2\left(\pi \frac{D(x-x')}{\lambda_0 f_0} + (j-l)\pi \frac{T_r}{T_m}\right) \sin c^2\left(\pi \frac{D(y-y')}{\lambda_0 f_0}\right) \qquad \text{(A7.13)}$$

Et en on déduit, l'expression analytique générale du contraste aux temps longs dans le cas du LDST :

$$C_\infty = \sqrt{\Gamma_{lissée}(x, y, x, y)} = \sqrt{\sum_{j,l=-\infty}^{\infty} |a_j|^2 |a_l|^2 \sin c^2\left((j-l)\pi \frac{T_r}{T_m}\right)} \qquad \text{(A7.14)}$$

La formule (A8.14) généralise l'expression des contrastes aux temps longs au cas où les figures ne sont pas parfaitement décorrelées.

Dans le cas où les figures sont parfaitement décorrelées (terme du sinus cardinal nul, c'est-à-dire lorsque T_r est un multiple de T_m), on retrouve les expressions mentionnées au chapitre 1. Puisque dans le cas d'une modulation de phase sinusoïdale de profondeur de modulation m, on a $a_n = J_n(m)$ et donc :

$$C_\infty = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)^4}$$

Dans le cas d'un spectre composé de N raies d'égale énergie : $a_n = \frac{1}{\sqrt{N}}$

$$C_\infty = \sqrt{\sum_{j=l} \left(\frac{1}{\sqrt{N}}\right)^4} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Enfin dans le cas général, pour un spectre de raies régulièrement espacées de la fréquence f_m, on a :

$$C_\infty = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} |a_n|^4} = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} |DSP(nf_m)|^2}$$

où $DSP(nf_m)$ correspond à la valeur prise par la densité spectrale de puissance à la fréquence nf_m.

Annexe 2 : Le code de propagation Miró

Le code de propagation laser Miró (Mathématiques et Informatique pour à la Résolution des problèmes Optiques) est développé depuis une dizaine d'années par la Direction des Applications Militaires du CEA afin de répondre aux nombreux problèmes apparus lors du lancement du projet Laser Mégajoule. Il permet le calcul de la propagation d'une onde laser en régime paraxial à travers de nombreux éléments optiques par la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire suivante [7] :

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

avec $\Delta_\perp=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}$; v_l le coefficient d'absorption du matériau diélectrique traversé et γ_l son coefficient non linéaire.

$\vec{E}$ est le vecteur représentant l'enveloppe du champ électrique de fréquence centrale ω_l, de vecteur d'onde k_l et donc de vitesse de groupe $v_{g,l}=\frac{\partial\omega}{\partial k}(k_l)$ et la dispersion de vitesse de groupe vaut pour cette onde : $\sigma_l=\frac{\omega''(k_l)}{2\omega'(k_l)^3}=-\frac{1}{2}k''(\omega_l)$

La physique traitée par Miró est riche, elle inclut notamment :

- optique géométrique et aberrations
- diffraction
- polarisation et biréfringence des matériaux
- amplification (prise en compte de plusieurs modèles et de la saturation)
- mélange à 4 ondes généralisé (en particulier : sommation de fréquence, amplification paramétrique)
- effets non linéaires : effet Brillouin, diffusion Raman stimulée, effet Kerr
- traitement de chaînes laser multiplexées angulairement
- physique des impulsions courtes : écart et dispersion de vitesse de groupe, étirement et compression d'impulsions

Le code Miró (environ 200 000 lignes en C++) fonctionne aussi bien sur PC (plateforme windows, linux) que sur les calculateurs massivement parallèles de la DAM (plateforme unix). Il est actuellement utilisé par plus de 20 laboratoires européens et américains.

L'interface graphique permet une prise en main aisée et il est possible pour tout ingénieur-opticien de l'utiliser avec un minimum d'investissement. Chaque composant est représenté par une icône que l'on peut paramétrer, c'est donc de manière très conviviale que l'on peut recréer presque n'importe quel schéma d'une installation laser.

Références

1. F. Laroche : « Promenades Mathématiques : Les fonctions de Bessel », site internet http://promenadesdesmaths.free.fr (2004)
2. D. Penninckx, N. Beck, J-F. Gleyze et L. Videau: “Signal Propagation over Polarization-Maintaining Fibers: Problem and Solutions”, IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, Vol.24, No.11, pp.4197-4207 (2006)
3. Y. Dong, Z. Lu, Q. Li, et Y. Liu : “Broadband Brillouin slow light based on multifrequency phase modulation in optical fibers”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol.25, No 12 (2008)
4. E. B. Treacy: “Optical Pulse Compression with Diffraction Gratings”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-5, No. 9, pp454-458 (1969)
5. L. Videau : « Le lissage optique pour les chaînes de puissance », thèse de l’Ecole Polytechnique (1998)
6. J. Garnier, L. Videau, C. Gouédard and A. Migus : “Statistical analysis for beam smoothing and some applications”, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, n°8, pp.1928-1937 (1997)
7. O. Morice, “Miró: Complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems”, Opt. Eng. , Vol.42, No.6, pp.1530-1541 (2003)

« Qui pense un peu profond sait qu'il aura toujours tort, qu'il agisse et juge comme il voudra »

(F. Nietzsche, Humain, trop humain)