



UNIVERSITÉ de CAEN BASSE-NORMANDIE

U.F.R. DES SCIENCES

ECOLE DOCTORALE S.I.M.E.M.

THESE

Présentée par

Mr Thomas GODIN

Et soutenue

Le 27 Septembre 2012

En vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Milieux dilués et optique fondamentale

Arrêté du 07 août 2006

Caractérisation des effets de lentille de population dans les lasers à solide

MEMBRES du JURY

Mme Agnès Desfarges-Berthelemot, Professeur, XLIM, Université de Limoges (*rapporteur*)

Mr Marc Brunel, Professeur, CORIA, Université de Rouen (*rapporteur*)

Mr François Sanchez, Directeur de laboratoire et Professeur, LPhiA, Université d'Angers

Mr Patrice Baldeck, Directeur de recherche, LIPhY, Université de Grenoble

Mr Tomáz Catunda, Professeur, IFSC, Université de São Carlos, Brésil

Mr Richard Moncorgé, Professeur, CIMAP, Université de Caen

Mr Kamel Aït-Ameur, Professeur, CIMAP, Université de Caen (*Directeur de thèse*)

Table des matières

Introduction	1
1 Focalisation des faisceaux laser	7
1.1 Focalisation d'un faisceau avec une lentille réfractive	8
1.1.1 Cas des lentilles simples	8
1.1.2 Focalisation d'un faisceau Gaussien	11
1.2 Focaliser sans lentille : la focalisation diffractive	13
1.2.1 Modélisation et optimisation d'une cascade de trous de phase	14
1.2.1.1 Modélisation	14
1.2.1.2 Résultats du processus d'optimisation	17
1.2.1.3 Conception d'une cascade de trous de phase déphasant de π	19
1.2.2 Validation expérimentale du modèle	23
1.3 Génération de modes d'ordre élevé et réduction du volume focal	24
1.3.1 Obtention de forte brillance	25
1.3.2 Réduction du volume focal d'un faisceau laser	26
1.3.3 Génération de faisceaux de Laguerre-Gauss TEM_{p0}	29
1.3.3.1 Variante de la méthode de Fox et Li	31
1.3.3.2 Génération expérimentale d'un mode TEM_{p0}	36
1.3.4 Génération de faisceaux creux par mise en forme du faisceau du pompe	39
Conclusion	43
2 Effets de population dans les lasers à solide	45
2.1 Variations de l'indice de réfraction dans les lasers à solide	46
2.1.1 Effets thermiques dans les lasers à solide	46
2.1.2 Effet Kerr optique	49

2.2	Effets de population et variation de polarisabilité	50
2.2.1	Origine microscopique des effets de population	50
2.2.2	Influence des effets de populations sur le fonctionnement des lasers	53
2.2.2.1	Perturbations du fonctionnement des lasers	53
2.2.2.2	Utilisation des effets de population	54
2.3	Techniques de mesure de variations de l'indice de réfraction	60
2.3.1	Méthodes classiques	61
2.3.2	Méthodes dédiées aux effets de population	62
2.4	Perte de corrélation transverse d'un faisceau Gaussien	65
2.4.1	Décorrélacion transverse dans le cas d'une troncature d'amplitude	65
2.4.2	Effet d'aberrations de phase sur la mesure de divergence	70
2.4.2.1	Étude théorique	71
2.4.2.2	Étude expérimentale	74
	Conclusion	78
3	Z-scan et mesure d'effets de population	81
3.1	La technique Z-scan : modèle et observations expérimentales	82
3.1.1	Principe et modèle	82
3.1.2	Le Z-scan appliqué à la mesure d'effets de population	86
3.1.3	Discrimination entre effets thermiques et de population : le Z-scan résolu en temps	87
3.1.4	Mesure de $\Delta\alpha_p$ dans des cristaux laser dopés Cr^{3+} et Yb^{3+}	89
3.1.4.1	Cristaux dopés Cr^{3+}	89
3.1.4.2	Cristaux dopés Yb^{3+}	95
3.2	Amélioration de la technique Z-scan et de sa sensibilité	96
3.2.1	Etat de l'art des techniques disponibles et augmentation de la sensibilité .	97
3.2.2	Utilisation d'un EOD et limitations en termes d'amélioration de la sensibilité	98
	Conclusion	110
4	La technique <i>Baryscan</i>	111
4.1	Mesure d'effets de lentille avec la technique Baryscan	112
4.1.1	Principe et modèle	113
4.1.2	Mise en pratique et résultats expérimentaux	120
4.1.2.1	Mesure d'effets de population dans un matériau référence	120
4.1.2.2	Discussion et commentaires	121

4.2	Baryscan résolu en temps	125
4.3	Amélioration de la technique Baryscan avec un EOD	127
4.3.1	Modélisation	128
4.3.2	Optimisation	129
4.3.3	Mise en place expérimentale	134
	Conclusion	139
	Conclusion générale et perspectives	141
	Bibliographie	144
	Communications de l’auteur	161
	Annexes	164
	A Recuit simulé et Optimisation	165
	B Propriétés thermiques des matériaux dopés Yb³⁺ et Cr³⁺	169
	C Fonctionnement d’un Position Sensitive Detector (PSD)	172
	D Facteur de disparition d’intensité radiale	175

Introduction

Nous sommes en l'an 4000 avant Jésus-Christ en Mésopotamie, au sud de l'actuelle Irak, les Sumériens développent le système d'écriture cunéiforme en gravant des inscriptions sur des tablettes de boue séchée. Plusieurs milliers de ces tablettes ont été retrouvées par des archéologues (Fig. 1(a)) qui tous notèrent un détail troublant : ces inscriptions cunéiformes étaient très petites, moins de quelques millimètres de hauteur, et ne pouvaient donc être lues sans l'aide d'un système permettant de les "magnifier". Et plus troublant encore, comment ces caractères furent-ils gravés ?



(a) Exemple d'inscriptions cunéiformes (b) Lentille de Nimrud (British Museum)

FIGURE 1 – Utilisation d'une lentille il y a plus de 3000 ans...

En 1885 dans la ville de Nimrud, l'archéologue anglais Sir Austen Henry Layard trouva près de la zone d'où furent déterrées les tablettes un cristal massif paraissant avoir été taillé et poli sous la forme d'une lentille plano-convexe (Fig. 1(b)). Certains pensèrent que cet objet était purement décoratif mais d'autres avancèrent que les Sumériens purent l'avoir utilisé comme loupe. Ainsi, il y a plus de 6000 ans, bien avant l'écriture de tout traité d'optique, l'Homme aurait utilisé la réfraction des rayons lumineux par une lentille. Toutefois, la lumière n'a toujours pas

été faite sur ce mystère...

On retrouve ainsi de nombreux exemples de tels objets pouvant s'apparenter à des lentilles dans l'antiquité Gréco-Romaine¹. Dans l'empire Romain, de telles lentilles semblaient être utilisées par certains artisans pour des travaux de précision ou pour identifier des sceaux de cire. Il a même été rapporté que l'empereur Néron aurait utilisé une pierre précieuse taillée pour regarder les jeux de gladiateurs, afin de corriger sa présumée myopie. En 424 avant Jésus-Christ, dans sa pièce *Les Nuées*, le poète grec Aristophane mentionne déjà un verre ardent capable de produire du feu à partir des rayons solaires. Cette idée fut reprise par les Vikings au 11^{ème} siècle, qui se servirent de lentilles d'excellente qualité pour allumer leurs feux. Après l'avènement de l'optique géométrique aux 16^{ème} et 17^{ème} siècle, la lentille est sans doute devenue le dispositif optique le plus répandu dans les laboratoires ainsi qu'un élément indispensable à des millions de personnes portant des verres correcteurs. Au début du 19^{ème} siècle, le physicien Augustin Fresnel introduisit une autre façon de focaliser la lumière, non plus à l'aide de la réfraction mais en utilisant la diffraction de la lumière et inventa ainsi la célèbre lentille de Fresnel, utilisée dans les phares et de nos jours dans les vidéoprojecteurs. Nous voyons à travers cet exemple qu'une lentille peut ainsi être considérée comme un élément optique diffractif (EOD) modifiant la phase de la lumière incidente, que la lentille soit réfractive ou diffractive. Nous conserverons ce point de vue tout au long de ce mémoire de thèse.

Avec les progrès de l'ingénierie et l'invention du laser il y a 50 ans, la lentille est devenue un objet parfaitement maîtrisé et présent dans toutes les expériences d'optique. Depuis lors, avec l'avènement de nouvelles sources lasers et de sources de rayons X, de nouveaux challenges concernant la focalisation des faisceaux ont émergés. Dans le domaine des rayons X, il n'est par exemple pas possible de réaliser de lentilles réfractives efficaces, la courbure nécessaire étant trop faible. Ainsi, des lentilles diffractives basées sur des cascades d'objets diffractifs (double diaphragmes par exemple) ou des réseaux zonés (*Fresnel zone plates*, en anglais) ont été développées [1,2]. Nous montrerons dans ce manuscrit qu'il est possible de concentrer la lumière sur l'axe optique en utilisant une cascade d'objets diffractifs de phase transparents. Concernant les lasers de fortes puissances, il est crucial de réussir efficacement à déposer une grande quantité d'énergie sur une petite tache focale. Dans cette optique, deux solutions peuvent être envisagées. La première consiste à augmenter la puissance du faisceau incident avec cependant le problème

1. Le lecteur pourra trouver de nombreux détails dans le papier "*Crystals and Lenses in the Graeco-Roman World*" par D. Plantzos publié dans l'*American Journal of Archaeology*.

de la perte de qualité de ce faisceau par effets thermiques ou non-linéaires dans le matériau laser, conduisant nécessairement à une focalisation moins efficace. Afin de réussir à déposer de fortes énergies dans de petites zones (faisceaux dits "de forte brillance"), il s'agit donc de trouver un compromis entre qualité et puissance du faisceau. Nous aborderons donc dans cette thèse une technique permettant d'extraire une forte puissance d'un laser en augmentant fortement le volume de son mode résonnant. Il s'agit alors de forcer la cavité laser à osciller sur un mode transverse d'ordre élevé en introduisant un élément optique diffractif dans la cavité favorisant l'apparition du mode désiré et/ou en mettant en forme le faisceau de pompage afin d'obtenir le recouvrement adéquat entre pompe et mode oscillant. Dans l'optique de réussir à concentrer efficacement la lumière, la deuxième solution consiste, à puissance constante, à diminuer la taille de la tache focale et plus particulièrement à réduire la zone dans laquelle l'intensité du faisceau est considérable, appelée volume focal. L'étendue spatiale de cette zone est intrinsèquement limitée par des systèmes optiques qui sont nécessairement limités par diffraction. Ainsi, nous présenterons une technique permettant de diminuer la résolution spatiale longitudinale des faisceaux lasers focalisés.

Le travail de cette thèse, au-delà de s'inscrire dans cette problématique, est centré sur l'étude des effets de lentille non-linéaires induits par la pompe dans les lasers à solides, qu'ils soient purs ou non, et plus particulièrement sur les effets de lentille électroniques dits "de population". Ces derniers sont dus à des variations athermiques de l'indice de réfraction (ne provenant pas d'une contribution thermique) suite à un pompage optique et peuvent avoir des effets considérables sur le fonctionnement des lasers, qu'ils soient fibrés [3] ou à solide [4], ce qui suscite l'intérêt de différents groupes de recherche dans le monde. Ces variations d'origine électronique sont attribuées à une variation de la polarisabilité des ions du milieu laser lorsqu'ils passent de leur état fondamental à un état excité et sont donc considérées comme pseudo-non-linéaires, car ne dépendant en aucun cas de la susceptibilité non-linéaire du matériau mais dépendant tout de même de l'intensité. Du fait de leur influence certaine sur les propriétés spatio-temporelles des lasers [5], la mesure de ces variations d'indice se révèle donc essentielle, aussi bien pour mieux appréhender le comportement des lasers à solide que dans l'optique d'utiliser ce phénomène pour diverses applications (auto-déclenchement, nettoyage de faisceau). C'est pourquoi cette thèse est centrée sur la métrologie des effets de lentille de population et plus particulièrement sur une technique de mesure ayant rencontré un immense succès pour la mesure de ces déphasages non-linéaires : la technique Z-scan. Nous mettrons ainsi en évidence la nécessité de posséder des méthodes de mesure plus sensibles afin de pouvoir caractériser de très faibles effets de lentilles. Cette étude

nous permettra de dresser un cahier des charges de la technique idéale et de souligner les limitations inhérentes aux diverses améliorations du Z-scan. Ces deux points seront pris en compte dans la réalisation d'une nouvelle technique, appelée Baryscan, permettant d'atteindre une sensibilité parmi les plus grandes atteintes à ce jour. A travers ces techniques de mesure des variations de l'indice de réfraction, nous discuterons la pertinence des mesures de ces effets de lentille lorsque celles-ci sont sujettes à des aberrations ou à des phénomènes dégradant leur qualité et mettrons en place une méthode permettant de révéler de la présence ou non de ces effets parasites.

Le **premier chapitre** de ce mémoire concerne donc les différentes manières de focaliser les faisceaux lasers avec une lentille réfractive ou non. Après quelques rappels concernant les techniques classiques, nous montrerons théoriquement et expérimentalement qu'il est possible de focaliser un faisceau laser à l'aide d'une cascade d'éléments optiques diffractifs de phase transparents, technique pouvant répondre efficacement à la problématique de la focalisation des rayons X. Plus particulièrement, nous mettrons en place un modèle numérique permettant de concevoir une cascade de trous de phase ayant la propriété de focaliser un faisceau laser incident. Dans l'optique de l'obtention de hautes brillances, nous présenterons ensuite la mise en œuvre d'une technique permettant de forcer un laser à osciller sur un mode de Laguerre-Gauss TEM_{p0} d'ordre élevé mais unique, afin d'obtenir un volume de mode important. Cette étape a été réalisée en collaboration avec l'équipe du Pr. Andrew Forbes (*Mathematical Optics Group, NLC*). Enfin, dans le cas où il n'est pas possible d'introduire d'objets dans la cavité laser (cas des lasers microchips par exemple), nous exposerons une méthode permettant d'obtenir le mode désiré par une mise en forme du faisceau de pompe par un EOD de phase. Ces deux techniques de mise en forme permettront de plus d'introduire une technique permettant de réduire le volume focal d'un faisceau laser focalisé.

Dans le **deuxième chapitre**, nous focaliserons notre attention sur les effets de population dans les lasers à solide. Ainsi, après avoir abordé l'origine microscopique de ce phénomène en termes de variation de polarisabilité entre les états fondamental et excité, nous exposerons les problèmes que ces effets peuvent engendrer dans les lasers et amplificateurs lasers. Ce travail a été accompli en collaboration avec l'équipe du Pr. Tomaz Catunda de l'*Instituto de Fisica de São Carlos* au Brésil. Nous mettrons aussi en relief le fait que les effets de population peuvent être utilisés pour diverses applications telles que l'auto-déclenchement d'un laser sans faire appel à un quelconque dispositif actif, la modulation des pertes provenant directement de la dynamique de la lentille de population. Enfin nous dresserons un état de l'art des différentes méthodes

développées jusqu'à présent pour mesurer cette lentille de population, ce qui nous permettra d'introduire le concept de perte de corrélation transverse entre la puissance contenue dans le centre et les ailes d'un faisceau Gaussien lorsque celui-ci est tronqué ou soumis à des aberrations de phase, permettant de souligner les précautions à employer lors de la mesure d'un effet de lentille. Ce travail a été réalisé en collaboration avec le *Centre de Développement des Technologies Avancées* d'Alger.

Le **troisième chapitre** est quant à lui dédié à la présentation complète d'une méthode ayant rencontré un grand succès pour la mesure d'effets de lentille non-linéaires (effet Kerr optique) : la technique Z-scan. Nous exposerons un perfectionnement de cette technique permettant simplement de séparer la contribution électronique de la contribution thermique à l'indice de réfraction. Nous nous intéresserons par la suite aux nombreuses variantes de cette technique permettant d'augmenter sa sensibilité, facteur clé pour la mesure d'effets très faibles. Par la suite, nous mettrons en œuvre une technique originale possédant une sensibilité accrue et utiliserons cet exemple expérimental pour mettre en exergue les limitations de toutes ces améliorations en termes d'augmentation de sensibilité. Ce chapitre nous permettra de dresser un cahier des charges que devrait respecter toute nouvelle technique de mesure.

Le quatrième et **dernier chapitre** est exclusivement dédié à l'étude d'une technique innovante mise au point au cours de cette thèse, nommée Baryscan, permettant de mesurer des effets de lentille avec une sensibilité jamais atteinte jusqu'à présent tout en respectant le cahier des charges dressé précédemment. Une telle sensibilité peut être obtenue grâce à l'utilisation d'un Position Sensitive Detector (PSD), détecteur permettant de mesurer en temps réel le barycentre d'un faisceau Gaussien avec une résolution nanométrique. Cette nouvelle technique, adaptable à tout effet de lentille, sera donc détaillée et appliquée à la mesure d'effets de population dans des matériaux de référence dopés avec des terres rares ou des métaux de transition. Finalement, des pistes pour le perfectionnement de cette méthode seront suggérées et discutées.

Focalisation des faisceaux laser

Introduction et objectifs

Le but de ce chapitre est d'introduire et de présenter les notions qui seront par la suite utilisées tout au long de ce mémoire ainsi que de souligner les limites fondamentales inhérentes à la focalisation d'un faisceau laser. Dans une première partie, nous rappellerons donc les notions de base concernant les lentilles minces, pouvant être considérées comme de simples déphaseurs, ce qui permettra ensuite de faire le parallèle avec les effets de lentille induits par un faisceau de pompage dans un cristal laser. Toutefois, nous verrons que la focalisation à l'aide de lentilles réfractives est limitée, particulièrement dans le cas des courtes longueurs d'onde (rayons X). Ainsi, dans les deuxième et troisième parties, nous présenterons théoriquement et expérimentalement deux techniques originales. La première concerne une nouvelle technique de focalisation diffractive à l'aide d'éléments optiques diffractifs (EOD) transparents. La seconde est une technique permettant de réduire fortement le volume focal d'un faisceau laser, pouvant être assimilée à de la super-résolution, en utilisant des faisceaux d'ordres élevés corrigés par un objet de phase binaire. Dans cette optique, nous présenterons deux techniques que nous avons développées numériquement et expérimentalement afin de forcer un laser à osciller sur le mode transverse souhaité. La modélisation de ces expériences sera l'occasion d'introduire des techniques de calcul et d'optimisation particulières ainsi que de détailler les objets de phase utilisés.

1.1 Focalisation d'un faisceau avec une lentille réfractive

Il est important de faire la distinction entre les termes de lentille et de focalisation. En effet, par focalisation, on entend concentration de la lumière en un plan donné, cette fonction pouvant être accomplie par différents dispositifs dont les plus communs sont les miroirs courbes et les lentilles. Nous reviendrons dans la suite de ce chapitre sur d'autres dispositifs plus complexes permettant de focaliser la lumière. Le terme de lentille réfractive est attribué quant à lui aux éléments optiques transparents dont l'indice de réfraction est différent de celui du milieu dans lequel ils sont plongés et dont au moins l'une des faces n'est pas plane et dont la courbure décrit une parabole.

1.1.1 Cas des lentilles simples

Rappelons donc quelques notions de base concernant la focalisation d'une onde lumineuse par une lentille de longueur focale f , la définition de cette dernière en fonction des caractéristiques de la lentille et l'effet de cet objet sur la phase d'un faisceau lumineux incident. Pour cela, considérons la lentille représentée sur la Figure 1.1.

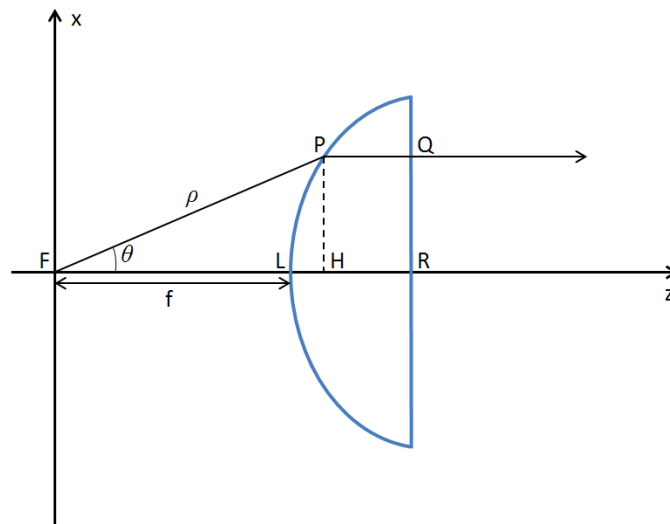


FIGURE 1.1 – Courbure d'une lentille plano-convexe

La courbure de la face bombée de cette lentille plano-convexe est telle que la lumière issue du point source F devienne un faisceau parallèle après passage par la lentille (*i.e.* les chemins optiques F - P - Q et F - L - R sont égaux). H étant la projection du point P sur l'axe z , on peut

exprimer les chemins optiques \overline{FP} et \overline{FH} comme :

$$\overline{FP} = \rho$$

$$\overline{FH} = f + n(\rho \cos\theta - f)$$

où n est l'indice de réfraction de la lentille et f la longueur focale \overline{FL} . L'expression du contour de la lentille plano-convexe est donnée par :

$$\rho = \frac{(n-1)f}{n \cos\theta - 1} \quad (1.1)$$

En coordonnées cartésiennes, la position du point P est donnée par :

$$\begin{aligned} \rho &= \sqrt{x^2 + y^2} \\ \cos\theta &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}} \end{aligned} \quad (1.2)$$

A partir des deux équations précédentes, nous pouvons ainsi obtenir :

$$\frac{(z-c)^2}{a^2} - \frac{x^2}{b^2} = 1 \quad (1.3)$$

où $a = \frac{f}{n+1}$, $b = \sqrt{\frac{n-1}{n+1}}f$ et $c = \frac{n}{n+1}f$. Nous reconnaissons donc l'équation d'une parabole.

Plaçons-nous maintenant dans le cadre de l'optique ondulatoire et considérons un faisceau incident parallèle à l'axe optique z , comme le montre la Figure 1.2.

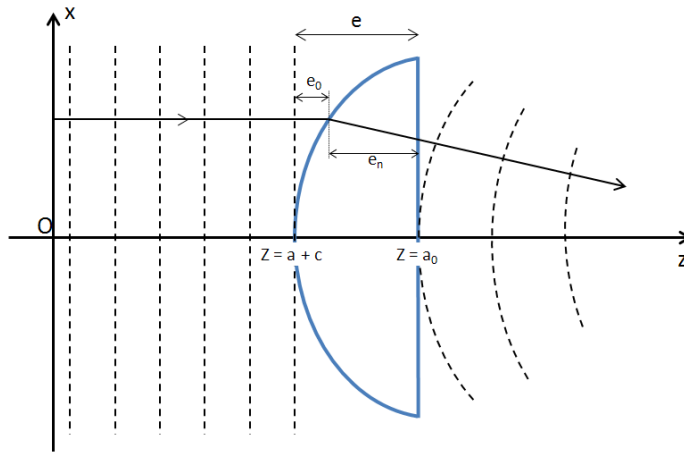


FIGURE 1.2 – Focalisation d'une onde par une lentille plano-convexe

Dans le cas où nous considérons une lentille mince, l'équation 1.3 peut être simplifiée. En effet, plus la valeur de b est grande, plus la variation de z par rapport à x sera petite, ce qui nous amène à la condition suivante pour une lentille mince :

$$\left(\frac{x}{b}\right)^2 \gg 1 \quad (1.4)$$

Dans cette condition, nous pouvons approximer l'équation 1.3 par :

$$z \approx a + c + \frac{a}{2b^2}x^2 \quad (1.5)$$

Si la surface plane de la lentille est située à $z = a_0$ alors l'épaisseur de la lentille e_n à la distance x de l'axe optique est :

$$e_n = a_0 - \left(a + c + \frac{a}{2b^2}x^2 \right) \quad (1.6)$$

La différence de marche δ introduite par la traversée de l'épaisseur e_n vaut :

$$\delta = ne_n + (e - e_n) \quad (1.7)$$

La différence de phase correspondante, pour une longueur d'onde λ , est :

$$\phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = k\delta \quad (1.8)$$

Ainsi, cette différence de phase après passage par la lentille s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \phi(x) &= k[(a_0 - a - c) - e_n] + nke_n \\ \phi(x) &= k \left[n(a_0 - a - c) - \frac{a(n-1)}{2b^2}x^2 \right] \end{aligned} \quad (1.9)$$

En insérant les valeurs de a , b et c , on obtient :

$$\phi(x) = kn(a_0 - f) - k\frac{x^2}{2f} = \phi_0 - k\frac{x^2}{2f} \quad (1.10)$$

Sachant que l'on a la même relation dans la direction y , la différence de phase peut finalement s'écrire :

$$\phi(x, y) = \phi_0 - k \left(\frac{x^2 + y^2}{2f} \right) = \phi_0 - k\frac{r^2}{2f} \quad (1.11)$$

où r est la distance de l'axe de lentille au point de coordonnées (x, y) .

Une lentille mince peut donc être vue comme un **déphaseur** dont la transmission complexe $\tau(r)$ est donnée par :

$$\tau(r) = \exp \left[i \frac{kr^2}{2f} \right] \quad (1.12)$$

Ce résultat est valable que la lentille soit plano-convexe ou bi-convexe. De la même façon que précédemment, il est possible de montrer que la longueur focale d'une lentille mince s'exprime, en fonction des rayons de courbure R_1 et R_2 de ses deux faces (si elle est bi-convexe, sinon $R_2 = \infty$), comme :

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.13)$$

Pour une lentille épaisse :

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \left(1 + \frac{n-1}{n} \frac{e}{R_2 - R_1} \right) \quad (1.14)$$

1.1.2 Focalisation d'un faisceau Gaussien

Intéressons-nous maintenant au cas du faisceau Gaussien, profil d'intensité qui sera majoritairement utilisé dans toutes les techniques rencontrées dans ce mémoire. Le champ électrique d'un faisceau Gaussien est décrit, en coordonnées cylindriques, par :

$$E_{in}(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[j \left(kz - \theta(z) + \frac{kr^2}{2R(z)} \right) \right] \quad (1.15)$$

où r est la coordonnée radiale, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde, w_0 est le rayon du faisceau Gaussien au niveau du point de pincement ("beam-waist"), $w(z)$ est le rayon du faisceau Gaussien à la coordonnée z , qui s'exprime comme :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r} \right)^2} \quad (1.16)$$

z_r est la distance de Rayleigh du faisceau Gaussien :

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.17)$$

$R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde à la coordonnée z , donné par :

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_r}{z} \right)^2 \right] \quad (1.18)$$

et $\theta(z)$ est le déphasage de Gouy, décrit par :

$$\theta(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_r} \right) \quad (1.19)$$

Le déphasage de Gouy est compris entre $-\pi/2$ pour $z = -\infty$ et $\pi/2$ pour $z = \infty$. Il correspond à un retard de phase du faisceau Gaussien par rapport à une onde plane ou sphérique. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet de Gouy [6].

Soit un faisceau Gaussien traversant une lentille mince de longueur focale f . L'amplitude complexe à la sortie de la lentille est obtenue en multipliant son amplitude complexe à l'entrée par la transmission complexe $\tau(r)$ de la lentille (Eq. 1.12). La phase du faisceau Gaussien à l'entrée de la lentille étant :

$$kz - \theta(z) + \frac{kr^2}{2R(z)} \quad (1.20)$$

où z est le plan de la lentille mince. La phase à la sortie de la lentille s'écrit donc :

$$kz - \theta(z) + \frac{kr^2}{2R'(z)} \quad (1.21)$$

où :

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f} \quad (1.22)$$

Enfin, considérons le cas d'un faisceau Gaussien collimaté, de rayon au beam-waist w_0 , focalisé par une lentille mince convergente de longueur focale f . Le faisceau focalisé, de rayon au beam-waist w'_0 et focalisé à une distance z de la lentille, sera défini par :

$$z = \frac{f}{1 + \left(\frac{f}{z_r}\right)^2} \quad (1.23)$$

$$w'_0 = \frac{\lambda f}{\pi w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{f}{z_r}\right)^2}} \quad (1.24)$$

Il faut garder à l'esprit que toutes ces relations sont valides pour des lentilles et faisceaux Gaussiens parfaits. Dans le cas où la lentille ou le faisceau serait aberré, ces relations ne seraient plus valides (voir par exemple la référence [7]). Comme nous le verrons par la suite, il est donc crucial de s'assurer de la "qualité" de ces deux éléments dans toute mesure d'effet de lentille.

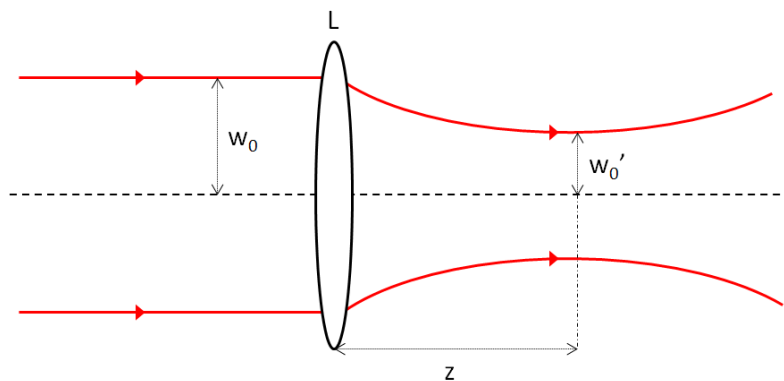


FIGURE 1.3 – Focalisation d'un faisceau Gaussien

Les faisceaux Gaussiens sont dits "limités par diffraction", c'est-à-dire qu'il potentiellement possible de les focaliser avec la plus petite tâche focale accessible. C'est pourquoi ce type de faisceaux est utilisé dans de nombreux systèmes optiques en microscopie et en astronomie, par exemple, afin d'atteindre des résolutions importantes. Toutefois, cette limite de diffraction se pose comme une borne intrinsèque aux faisceaux laser et limite forcément l'accès à des tâches focales extrêmement petites et donc à l'observation d'objets de tailles inférieures à la longueur d'onde. Dans le cas de la microscopie, les distances de travail ainsi que la taille des objets mesurables sont donc limités par la qualité des faisceaux utilisés et leur capacité à être focalisés sur de petites surfaces ainsi que par l'ouverture numérique des optiques utilisées.

1.2 Focaliser sans lentille : la focalisation diffractive

Même si dans la grande majorité des cas, des lentilles réfractives sont utilisées pour focaliser la lumière, il est cependant possible de faire appel à la diffraction plutôt qu'à la réfraction pour accomplir cette tâche. De plus, cela peut s'avérer nécessaire à des longueurs d'onde où la fabrication de lentille est très difficile, dans le domaine des rayons X par exemple¹. En effet, l'indice de réfraction d'un matériau dans le domaine des rayons X est usuellement exprimé comme $n \simeq 1 - \delta$, où δ est compris entre 10^{-7} et 10^{-5} . L'indice de réfraction étant très proche de un, il est ainsi extrêmement difficile voire impossible de réaliser des lentilles réfractives ayant la courbure appropriée pour focaliser cette gamme de longueur d'onde².

Parmi ces techniques diffractives, la plus employée est la méthode faisant appel à des lentilles de Fresnel. Il s'agit d'objets à symétrie radiale comportant des zones concentriques alternativement transparentes ou opaques placées, selon la théorie de zones de Fresnel, de façon à ce que la lumière diffractée sur celles-ci interfère constructivement en certains points pouvant être assimilé à des plans focaux [2, 9, 10]. Des lentilles de Bragg-Fresnel, faisant appel à des réseaux de Bragg, peuvent aussi être utilisées [11]. Enfin, une dernière solution consiste à utiliser la diffraction sur des séries d'objets opaques tels que des ouvertures circulaires [12]. Cette technique, bien que permettant de multiplier l'intensité sur l'axe optique d'un facteur proche de 15 avec deux diaphragmes sous certaines conditions expérimentales [13], présente l'inconvénient majeur d'introduire de fortes pertes par absorption.

Dans cette partie, nous nous proposons de remplacer ces objets opaques par des éléments optiques diffractifs (EOD) de phase transparents, sous la forme de trous de phase. Ainsi, sachant que l'allure du champ proche d'un faisceau Gaussien diffracté par une ouverture circulaire et par un trou de phase sont très proches [14], une cascade de trous de phase doit avoir la capacité de focaliser un faisceau Gaussien, et ce de façon nettement plus efficace, les EOD de phase n'introduisant aucune perte par absorption. De plus, un seul trou de phase ayant la capacité de concentrer la lumière en certains points de l'axe optique (Fig. 1.4), on peut attendre une augmentation de l'intensité sur l'axe en utilisant une cascade de trous de phase dont les caractéristiques (rayon du trou, déphasage introduit et position par rapport au précédent) sont judicieusement

1. Il faut rappeler qu'une longueur focale de l'ordre du mètre peut être considérée comme courte pour la gamme de longueur d'onde à laquelle appartiennent les rayons X.

2. Il existe toutefois des systèmes réfractifs focalisants, dits composites, basés sur une suite linéaire de centaines de lentilles et utilisant des matériaux tels que l'aluminium ou le béryllium [8].

choisies afin d'obtenir un phénomène cumulatif de focalisation. Toutefois, le choix de ces pa-

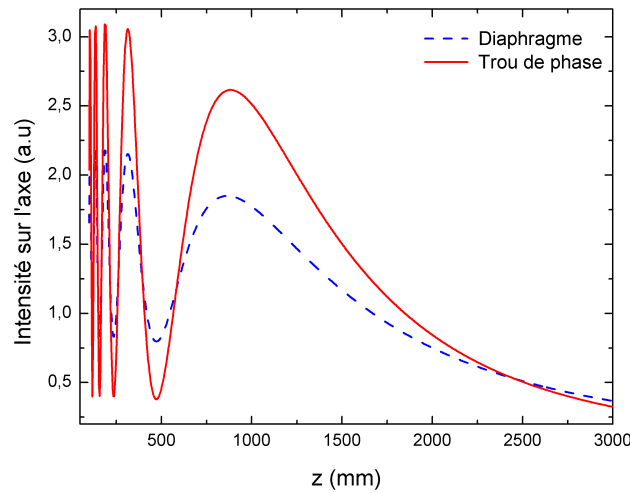


FIGURE 1.4 – Variation de l'intensité sur l'axe pour un diaphragme ou un trou de phase [14]

ramètres n'est pas trivial (problème à $3m$ variables, où m est le nombre de trous de phase) et, compte-tenu du nombre de configurations à tester, il est nécessaire d'utiliser un processus d'optimisation afin d'identifier le meilleur jeu de paramètres. Il faut souligner qu'il s'agit de la première fois qu'un processus d'optimisation est utilisé en optique diffractive. Dans un premier temps, la modélisation numérique d'une cascade de m trous de phase sera donc présentée ainsi que son optimisation avec un algorithme dit de "recuit simulé" puis, dans un deuxième temps, nous validerons expérimentalement cette technique en nous basant sur le modèle précédemment développé.

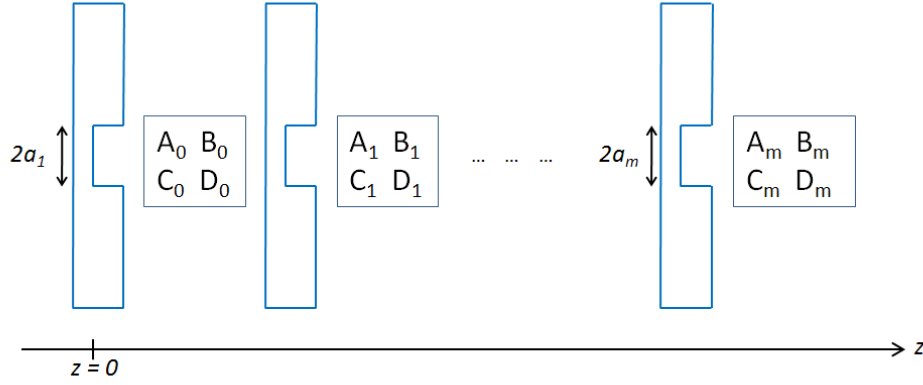
1.2.1 Modélisation et optimisation d'une cascade de trous de phase

1.2.1.1 Modélisation

Considérons une cascade de m trous de phase telle celle représentée sur la figure 1.5 constituée de m matrices de propagation ABCD. Chaque trou de phase a la fonction de transmission suivante :

$$\tau\left(\frac{\rho}{a_i}\right) = \begin{cases} \exp(j\theta_i), & 0 \leq \rho \leq a_i, \\ 1, & \rho > a_i, \end{cases} \quad (1.25)$$

où a_i et $\theta_i \in [0, \pi]$ représentent respectivement le rayon et le déphase introduit par le $i^{\text{ème}}$ trou de phase, le premier trou de phase étant situé à $z = 0$.

FIGURE 1.5 – Cascade de m trous de phase

Nous considérons un faisceau Gaussien, dont le champ électrique a la forme donnée par l'Eq. 1.15, incident sur la cascade. Pour modéliser les cascades d'optiques, des propagateurs basés sur de la FFT (*Fast Fourier Transform*) sont généralement utilisés, obligeant à avoir un excellent contrôle de l'échantillonnage du faisceau diffracté. Pour les systèmes ABCD comportant de nombreux EOD circulaires, il est possible d'utiliser une autre méthode, plus sophistiquée, connue sous le nom de *Gaussian Beam Expansion Method* (GBEM) [15, 16]. Cette méthode consiste à développer la fonction *circ*, présente lorsque l'on utilise une ouverture circulaire, en une somme de fonction Gaussiennes complexes dont les coefficients d'amplitude sont obtenus par un processus d'optimisation. Cette méthode permet de transformer l'intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff, comportant un terme Laguerre-Gaussien d'ordre p , en une somme finie de transformées d'Hankel ayant des expressions analytiques connues. Il est ainsi possible d'avoir une expression analytique du champ diffracté et donc un temps de calcul de ce champ constant, ce qui présente un énorme avantage dans un processus d'optimisation.

Modélisons donc la cascade présentée précédemment. Le champ diffracté dans le plan $z = B_1$ est donné par la formule de Collins [17] :

$$\begin{aligned}
 E_1(r, z) &= \frac{jk}{B_1} \exp(-jkz) \exp\left(-\frac{jkD_1}{2B_1}r^2\right) \\
 &\quad \times \int_0^{+\infty} \tau\left(\frac{\rho}{a_1}\right) \Psi(\rho, 0) \exp\left(-\frac{jkA_1}{2B_1}\rho^2\right) J_0\left(\frac{k}{B_1}r\rho\right) \rho d\rho \\
 &= \Gamma(0) \frac{jk}{B_1} \exp(-jkz) \exp\left(-\frac{jkD_1}{2B_1}r^2\right) \\
 &\quad \times \int_0^{+\infty} \tau\left(\frac{\rho}{a_1}\right) \exp(-Q^{(1)}\rho^2) J_0\left(\frac{k}{B_1}r\rho\right) \rho d\rho,
 \end{aligned} \tag{1.26}$$

où

$$Q^{(1)} = \frac{1}{w(0)^2} + j\frac{k}{2} \left[\frac{A_1}{B_1} + \frac{1}{R(0)} \right], \tag{1.27}$$

et J_0 est la fonction de Bessel d'ordre zero et de première espèce.

En introduisant l'Eq. 1.25 dans l'Eq. 1.26, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
E_1(r, z) &= \Gamma(0) \frac{jk}{B_1} \exp(-jkz) \exp\left(-\frac{jkD_1}{2B_1} r^2\right) \\
&\times \left\{ \left[\exp(j\theta_1) - 1 \right] \int_0^{a_1} \exp(-Q^{(1)} \rho^2) J_0\left(\frac{k}{B_1} r \rho\right) \rho d\rho \right. \\
&\left. + \int_0^{+\infty} \exp(-Q^{(1)} \rho^2) J_0\left(\frac{k}{B_1} r \rho\right) \rho d\rho \right\}. \tag{1.28}
\end{aligned}$$

En introduisant la fonction *circ* donnée par :

$$\text{circ}\left(\frac{\rho}{a}\right) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \rho \leq a, \\ 0, & \rho > a, \end{cases} \tag{1.29}$$

nous pouvons réécrire l'Eq. 1.28 sous la forme :

$$\begin{aligned}
E_1(r, z) &= \Gamma(0) \frac{jk}{B_1} \exp(-jkz) \exp\left(-\frac{jkD_1}{2B_1} r^2\right) \\
&\times \left\{ \left[\exp(j\theta_1) - 1 \right] \int_0^{+\infty} \text{circ}\left(\frac{\rho}{a_1}\right) \exp(-Q^{(1)} \rho^2) J_0\left(\frac{k}{B_1} r \rho\right) \rho d\rho \right. \\
&\left. + \int_0^{+\infty} \exp(-Q^{(1)} \rho^2) J_0\left(\frac{k}{B_1} r \rho\right) \rho d\rho \right\}. \tag{1.30}
\end{aligned}$$

Développons maintenant la fonction *circ* sur une base de N fonctions Gaussiennes complexes :

$$\text{circ}\left(\frac{\rho}{a}\right) \simeq \sum_{n=0}^{N-1} F_n \exp\left(-\frac{G_n}{a^2} \rho^2\right) \tag{1.31}$$

où les constantes complexes F_n et G_n sont respectivement les coefficients d'expansion et Gaussien (déterminés à partir de la Ref. [18]). Ainsi, l'Eq. 1.30 peut être reformulée comme :

$$\begin{aligned}
E_1(r, z) &\simeq \Gamma(0) \frac{jk}{B_1} \exp(-jkz) \exp\left(-\frac{jkD_1}{2B_1} r^2\right) \\
&\times \left\{ \left[\exp(j\theta_1) - 1 \right] \sum_{n1=0}^{N-1} \left[F_{n1} \int_0^{+\infty} \exp(-Q_{n1}^{(1)} \rho^2) J_0\left(\frac{k}{B_1} r \rho\right) \rho d\rho \right] \right. \\
&\left. + \int_0^{+\infty} \exp(-Q^{(1)} \rho^2) J_0\left(\frac{k}{B_1} r \rho\right) \rho d\rho \right\}, \tag{1.32}
\end{aligned}$$

où

$$Q_{n1}^{(1)} = Q^{(1)} + \frac{G_{n1}}{a_1^2}. \tag{1.33}$$

De la même façon, nous pouvons calculer le champ diffracté après chaque EOD de phase et finalement établir une forme analytique du champ diffracté à la sortie de la cascade qui sera utilisée dans le processus d'optimisation. Ce dernier a pour but de trouver la configuration d'EOD focalisant le plus efficacement possible en optimisant un système à $3m$ variables : pour

chaque trou de phase, son rayon a_i , son déphasage θ_i et sa distance de propagation B_i . Pour accomplir cette tâche, nous utilisons un algorithme génétique puissant connu sous le nom de "recuit simulé" [19]. Cette technique d'optimisation est détaillée dans l'Annexe A. Toutefois, lorsque l'on utilise la GBEM, le faisceau diffracté par le premier trou de phase est développé sur N fonctions, qui sont ensuite diffractées sur le deuxième trou de phase, etc... Ainsi, le nombre total d'ondes diffractées atteint N^m , ce qui représente un million d'ondes pour une cascade de six trous de phase, sachant qu'il faut au moins dix termes pour chaque base de coefficients d'expansion. Par conséquent, afin que le temps de calcul durant le processus d'optimisation reste acceptable, il nous faut étudier des cascades comportant moins de six EOD.

1.2.1.2 Résultats du processus d'optimisation

Nous restreignons donc notre étude aux cascades comportant jusqu'à quatre trous de phase et considérons un faisceau incident Gaussien collimaté ($\lambda = 808 \text{ nm}$, $w_0 = 1.4 \text{ mm}$). L'algorithme de recuit simulé a pour but de maximiser la quantité I_f/I_0 , où I_f et I_0 sont respectivement les intensités sur l'axe des faisceaux diffracté et incident. Les contraintes suivantes sur les paramètres d'optimisation sont utilisées : la distance de propagation maximale est fixée égale à la distance de Rayleigh du faisceau (sachant que $w_0 \gg \lambda$), les déphasages θ_i sont compris entre 0 et π et les rayons a_i sont compris entre 0.075 mm et 4.5 mm . Les valeurs de ces paramètres au début du processus d'optimisation sont choisies au hasard et la fonction *circ* est développée sur une base de $N = 25$ fonctions Gaussiennes complexes (dont les coefficients sont issus de la Table 3 de [18]), ce qui permet d'obtenir une précision remarquable.

Un exemple de résultats obtenus avec la contrainte $B_{min} = 10 \text{ mm}$ (distance de propagation) est présenté dans la Table 1.1. La première colonne représente le rang du trou de phase dans la cascade et les trois suivantes ses caractéristiques (rayon, déphasage, distances de propagation). La cinquième colonne contient le nombre approché de zones de Fresnel \mathcal{N}_f , correspondant à la partie centrale de chaque trou de phase, qui sont "vues" depuis le point focal sur l'axe, en assumant que les faisceaux incidents soient collimatés. Dans ce cas, $\mathcal{N}_f = a^2/(\lambda d)$ où d est la distance entre le trou de phase et le point focal sur l'axe. La cinquième colonne représente le nombre de zones de Fresnel \mathcal{N} qui sont vues depuis le trou de phase suivant dans la cascade. Dans ce cas, $\mathcal{N} = a^2/(\lambda B)$. Les deux dernières colonnes contiennent respectivement le facteur "d'amélioration" I_f/I_0 et le paramètre de troncature du faisceau $\beta = a_1/w_0$, qui traduit la taille relative du trou de phase par rapport à celle du faisceau incident (plus le paramètre de troncature est grand, moins le faisceau est tronqué).

Table 1.1 – Résultats du processus d’optimisation.

#	a (mm)	θ (rad.)	B (mm)	\mathcal{N}_f	\mathcal{N}	I_f/I_0	β (%)
1	0.12	3.14	18.7	1		8.91	8.57
1	0.59	3.14	86.9	3.04	4.99	33.2	42.1
2	0.37	3.14	55.8	3.05			
1	0.54	3.14	394	0.92	0.94	53.7	38.57
2	0.08	3.14	10	0.95			
1	0.87	3.14	673	1.07	1.4	131	62.14
2	0.42	3.14	193	1.08	1.13		
3	0.08	3.14	10	0.9			
1	1.32	3.13	405	2.9	5.33	112	94.2
2	0.9	3.14	204	3	4.97		
3	0.57	3.14	74	3.05	5.53		
4	0.38	3.14	60.1	2.97			
1	1.08	3.13	91.6	2.24	15.9	219	77.1
2	0.72	3.13	488	1.17	1.34		
3	0.3	3.14	61	1.62	1.89		
4	0.09	3.13	10	1.19			

Nous pouvons déjà mettre en relief plusieurs résultats probants à partir de ce processus d’optimisation. Premièrement, le facteur I_f/I_0 obtenu avec une cascade de deux trous de phase est au moins deux fois plus grand ($\simeq 33$) et au maximum trois fois plus grand ($\simeq 53$) que le meilleur résultat obtenu par une cascade de deux diaphragmes ($\simeq 15$). On obtient même un facteur proche de 220 pour une cascade de quatre trous de phase. Cependant, les résultats les plus intéressants concernent sans doute les déphasages θ_i et les distances de propagation B_i . En effet, nous remarquons que le déphasage choisi pour chaque trou de phase est extrêmement proche de π . De plus, dans la plupart des cas, \mathcal{N}_f et \mathcal{N} sont quasiment des couples d’entiers impairs, soit ($\mathcal{N}_f \simeq 1, \mathcal{N} \simeq 1$) ou ($\mathcal{N}_f \simeq 3, \mathcal{N} \simeq 5$). Enfin, nous avons relancé le processus d’optimisation pour $B_{min} = 50$ mm et avons obtenu des résultats similaires, excepté pour le facteur I_f/I_0 qui s’est retrouvé diminué. Dans la suite, nous utiliserons donc les distances de propagations minimales.

La convergence vers π comme déphasage idéal n'est en fait pas surprenante, comme nous l'avons mentionné précédemment, un diaphragme et un trou de phase déphasant de π diffractant quasiment de la même façon un faisceau Gaussien dans le champ proche. Plus précisément, dans les deux cas, les maxima (minima) d'intensité sur l'axe sont rencontrés quand les nombres de Fresnel sont impairs (pairs) et ces maxima (minima) sont plus (moins) important pour des trous de phase déphasant de π que pour des ouvertures circulaires. Ainsi, l'effet diffractif focalisant est plus fort dans le cas des trous de phase. Nous pouvons ici souligner l'analogie entre notre système et les célèbres lentilles de Fresnel, où l'on fait interférer constructivement certaines parties du faisceau selon que leur nombre de Fresnel soit pair ou impair afin d'obtenir une focalisation (utilisation des zones où la phase est de même signe). Nous nous proposons maintenant de mettre en place un modèle analytique à partir des observations faites précédemment à l'aide du processus d'optimisation. Ainsi, nous devrions être simplement capable de choisir les caractéristiques des trous de phase par l'analyse des nombres de Fresnel, sans faire appel au processus d'optimisation.

1.2.1.3 Conception d'une cascade de trous de phase déphasant de π

Les nombres de Fresnel \mathcal{N}_f et \mathcal{N} fournissent donc une information utile concernant l'arrangement des trous de phase. Sachant que chaque élément de la cascade est vu à \mathcal{N}_f depuis le point focal, chaque optique supplémentaire satisfaisant la condition $a^2 = \lambda d \mathcal{N}_f$ contribue à l'augmentation du facteur I_f/I_0 . Cette contribution n'est toutefois optimale que si chaque élément de la cascade est lui-même vu à \mathcal{N} depuis le suivant. Nous avons donc observé qu'il existait deux paires possibles pour \mathcal{N}_f et \mathcal{N} : $(\mathcal{N}_f \simeq 1, \mathcal{N} \simeq 1)$ et $(\mathcal{N}_f \simeq 3, \mathcal{N} \simeq 5)$. Considérons maintenant une cascade de deux trous de phase suivant les équations suivantes :

$$a_2^2 = \lambda \mathcal{N}_f B_2, \quad (1.34)$$

$$a_1^2 = \lambda \mathcal{N}_f (B_1 + B_2), \quad (1.35)$$

$$a_1^2 = \lambda \mathcal{N} B_1, \quad (1.36)$$

où $B_2 = B_{min}$. En remplaçant les Eqs. 1.34 et 1.36 dans l'Eq. 1.35, nous obtenons :

$$1 = \frac{\mathcal{N}_f}{\mathcal{N}} + \alpha^2, \quad (1.37)$$

où $\alpha = a_2/a_1$ est le rapport des rayons des trous de phase.

Sachant que le couple $(\mathcal{N}_f = 1, \mathcal{N} = 1)$ contredit l'Eq. (1.37), il nous faut choisir un couple $(\mathcal{N}_f = 1, \mathcal{N} = 1 + \epsilon)$, où ϵ est une petite quantité positive, de façon à ce que chaque nouvel élément ajouté dans la cascade augmente son effet focalisant. Par conséquent, le rayon a_1 doit

être choisi de façon à ce que $a_1 \gg a_2$. Si la cascade contient m trous de phase, la condition suivante doit être respectée afin de maximiser l'effet de focalisation :

$$a_1 \gg a_2 \gg \dots \gg a_m, \quad (1.38)$$

$$\beta \leq 1, \quad (1.39)$$

où $\beta = a_1/w_0$. A partir de ces deux équations, nous observons que m doit forcément être petit. Par exemple, si l'on choisit $\mathcal{N} = 1.1$, la valeur maximale de m est $m = 3$ pour le cas présenté dans la Table 1.1. Penchons-nous maintenant, sur le couple $(\mathcal{N}_f = 3, \mathcal{N} = 5)$. Ces valeurs ne contredisant pas l'Eq. 1.37, nous pouvons maintenant écrire la condition :

$$a_1 > a_2 > \dots > a_m, \quad (1.40)$$

Cela permet d'atteindre des valeurs de m plus grande et donc d'augmenter l'effet de focalisation. Par exemple, dans le cas test précédent, nous pouvons atteindre $m = 5$.

Nous cherchons donc un modèle simple pour dimensionner une cascade de trous de phase déphasant de π , connaissant la distance entre le point focal et le dernier trou de phase. Nous appellerons maintenant cette distance f et baserons ce modèle sur le fait que les nombres de Fresnel \mathcal{N}_f et \mathcal{N} sont proches d'entiers impairs. Considérons une cascade de m trous de phase numérotés à partir de zéro depuis le dernier de la cascade (le premier de la cascade aura donc le numéro $k = m - 1$ et le dernier $k = 0$). Le plan focal et le dernier trou de phase sont respectivement situés à $z = 0$ et $z_0 = f$ (inversé par rapport à précédemment, Fig. 1.6).

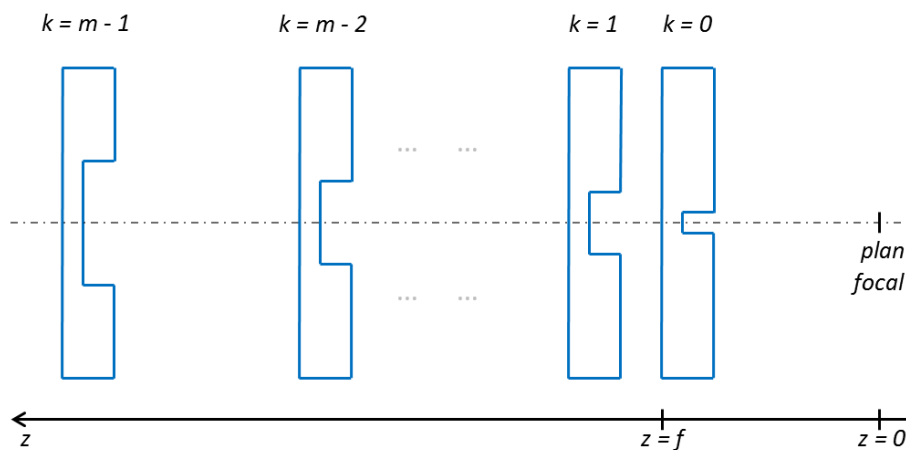


FIGURE 1.6 – Optimisation d'une cascade de m trous de phase

Nous pouvons donc obtenir un effet focalisant avec des trous de phase ayant les rayons

suivants :

$$a_k = \left[\mathcal{N}_f \lambda z_k \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.41)$$

Afin d'avoir un effet focalisant maximal, on doit avoir $\mathcal{N} > \mathcal{N}_f$. Toutefois, sachant que :

$$a_k = \left[\mathcal{N}_f \lambda z_k \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\mathcal{N} \lambda (z_k - z_{k-1}) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad k > 0, \quad (1.42)$$

chaque trou de phase doit être situé de façon optimale à :

$$z_k = \left(\frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N} - \mathcal{N}_f} \right)^k f, \quad k \geq 0. \quad (1.43)$$

Les résultats précédents suggèrent que les distances de propagation B_k doivent être choisies de façon à ce que $B_{k+1} > B_k$. Ainsi, $z_1 - z_0 = z_1 - f > f$, et nous obtenons :

$$\frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N} - \mathcal{N}_f} > 2. \quad (1.44)$$

Par conséquent, la gamme des valeurs de \mathcal{N} sera limité par : $\mathcal{N}_f < \mathcal{N} < 2 \mathcal{N}_f$. Cela signifie aussi que le rayon de chaque trou de phase doit être tel que $a_k \leq w_0$. Nous avons ainsi :

$$\mathcal{N}_f \lambda z_k \leq w_0^2. \quad (1.45)$$

Puis, en substituant l'Eq. 1.43 dans l' Eq. 1.45, nous obtenons :

$$\left(\frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N} - \mathcal{N}_f} \right)^k \leq \frac{w_0^2}{\mathcal{N}_f \lambda f}. \quad (1.46)$$

Et finalement, nous pouvons exprimer le nombre maximal de trous de phase dans la cascade comme :

$$\bar{m} = \left\lceil \frac{\ln\left(\frac{w_0^2}{\mathcal{N}_f \lambda f}\right)}{\ln\left(\frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N} - \mathcal{N}_f}\right)} \right\rceil, \quad (1.47)$$

où les symboles $\lceil \rceil$ dénotent la fonction partie entière par excès.

Sachant que la cascade focalisera d'autant plus que le nombre de trous de phase est important, il nous faut maximiser la valeur de \bar{m} . Ainsi, le rapport $\mathcal{N}/(\mathcal{N} - \mathcal{N}_f)$ doit être le plus petit possible (*i.e.* proche de 2), sachant que \mathcal{N}_f et \mathcal{N} sont des entiers impairs consécutifs. De plus, nous avons vu que seule la paire $\mathcal{N}_f = 3$ et $\mathcal{N} = 5$ est acceptable. De ce fait, nous devons avoir $w_0^2/(\mathcal{N}_f \lambda f) \gg 1$, et cette condition ne peut être respectée que si les valeurs f ou λ sont assez petites. Cela rend notre système bien approprié à la focalisation de rayons X, bien que le modèle soit valide pour des longueurs d'onde plus grandes.

Dans un premier temps, nous appliquons ce modèle pour $B_{min} = f = 10 \text{ mm}$ et obtenons les résultats donnés dans la Table 1.2 où les quatre colonnes représentent respectivement les

nombre m de trous de phase, la longueur totale de la cascade $\mathcal{L} = z_{m-1}$, les facteurs I_f/I_0 et le paramètre de troncature $\beta = a_{m-1}/w_0$. Nous nous apercevons que l'effet focalisant n'évolue pas de façon linéaire avec le nombre d'éléments dans la cascade.

Table 1.2 – Validation numérique du modèle.

m	\mathcal{L} (mm)	I_f/I_0	β (%)
1	10	8.88	11.1
2	25	40	17.6
3	62.5	109	27.8
4	156	207	44
5	391	275	69.5

Dans un deuxième temps, nous considérons un faisceau Gaussien incident collimaté de rayon au beam-waist $w_0 = 1$ mm et une longueur focale $f = 50$ mm. Nous testons ainsi trois longueurs d'onde différentes : 808 nm (proche IR), 405 nm (Violet-Bleu) et 1.54 Å (Rayon X³). Les résultats correspondants sont présentés sur la Table 1.3.

Table 1.3 – Validation numérique du modèle pour différentes longueurs d'onde

	$\lambda = 808$ nm		$\lambda = 405$ nm		$\lambda = 1.54$ Å	
m	\mathcal{L} (mm)	I_f/I_0	\mathcal{L} (mm)	I_f/I_0	\mathcal{L} (mm)	I_f/I_0
1	50	7.7	50	8.33	50	9.03
2	125	28.1	125	34.1	125	41.6
3	312.5	53.9	312.5	78.4	312.5	118.7
4			781.2	113.4	781.2	246.5
5					1953.1	373.1
6					4882.8	474.2
7					12207	686.5

Comme prévu, plus la longueur d'onde est courte, plus le nombre de trous de phase est élevé, et donc plus le facteur I_f/I_0 est important. Il faut souligner que lorsque nous introduisons

3. Dans le cas des rayons X, la cascade peut contenir jusqu'à douze trous de phase

une petite erreur dans le placement du trou de phase ou dans son rayon, les résultats ne sont quasiment pas affectés, ce qui peut s'avérer très utile pour la mise en place expérimentale.

1.2.2 Validation expérimentale du modèle

Nous avons réalisé l'expérience présentée sur la Fig. 1.7, composée de deux trous de phase déphasant de π à 808 nm éclairé par un faisceau Gaussien collimaté ($\lambda = 808\text{nm}$, $w_0 = 1.4\text{mm}$) délivré par une diode laser monomode (*LUMICS LU0808M100*). Le facteur I_f/I_0 est mesuré avec une camera CCD devant laquelle ont été placés des filtres absorbants afin de ne pas saturer celle-ci et la qualité du faisceau est évaluée à l'aide d'un analyseur de M^2 (Spiricon M^2 -200).

La longueur focale f a été fixée à $f = 70\text{ mm}$ pour des raisons pratiques et les caractéristiques suivantes pour la cascade ont été prédites : $a_0 = 0.41\text{ mm}$ ($\beta = 46.5\%$), $z_0 = 70\text{ mm}$, $a_1 = 0.65\text{ mm}$, $z_1 = 175\text{ mm}$ et $I_f/I_0 = 31.4$. Expérimentalement, nous avons utilisés des trous de phase dont les rayons sont respectivement $a_0 = 0.42\text{ mm}$ et $a_1 = 0.65\text{ mm}$.

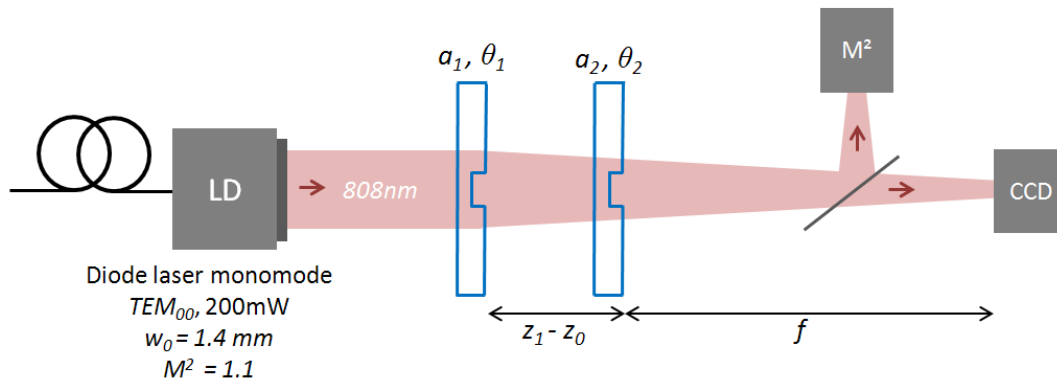


FIGURE 1.7 – Focalisation diffractive avec deux trous de phase - Démonstration expérimentale

L'allure des faisceaux diffractés au plan focal de la cascade, obtenus par le calcul et par l'expérience est comparée dans la Fig. 1.8. Nous obtenons donc un accord théorie-expérience très satisfaisant, confirmant la pertinence de notre modèle et surtout la capacité d'une cascade de trous de phase à focaliser efficacement un faisceau laser.

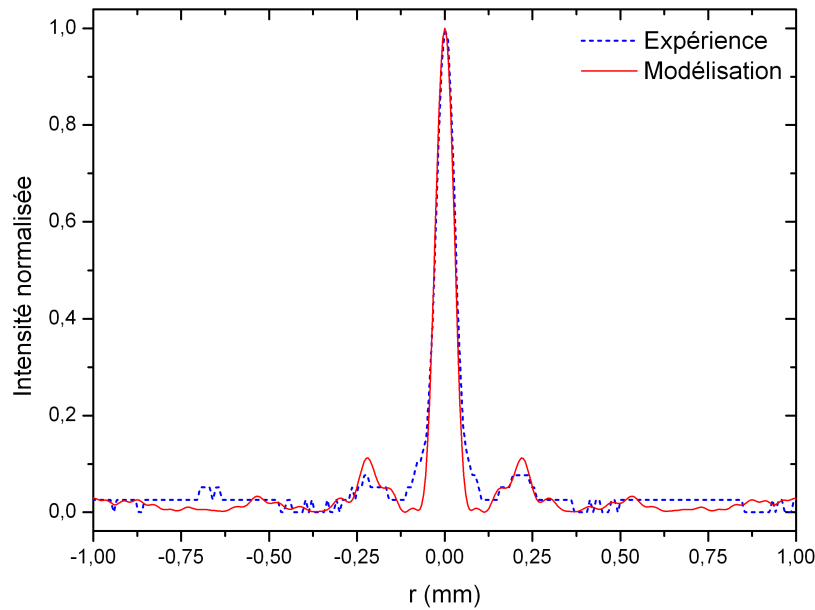


FIGURE 1.8 – Comparaison des profils d'intensité calculé et mesuré

Il faut toutefois souligner l'une des limitations de ce système : le faisceau focalisé après la cascade perd en qualité et voit son facteur M^2 augmenter de façon conséquente. En effet, dans le cas test précédent, nous avons mesuré $M^2 \simeq 4$. Toutefois, cette technique peut s'avérer du plus grand intérêt pour la focalisation de faisceau de longueurs d'onde auxquelles les optiques réfractives usuelles ne fonctionnent pas, comme les rayons X. Enfin, il faut souligner l'excellente robustesse et la tolérance ce dispositif aux erreurs expérimentales (erreurs sur le placement et les rayons des trous de phase), le rendant finalement très simple à mettre en place.

1.3 Génération de modes d'ordre élevé et réduction du volume focal

Après avoir étudié dans les sections précédentes différentes façons de focaliser un faisceau laser, intéressons-nous maintenant à la zone dans laquelle ce faisceau est focalisé, appelée volume focal. Dans cette partie, nous allons donc détailler une technique dont le but est de générer des faisceaux produisant un volume focal beaucoup plus petit que celui du traditionnel faisceau Gaussien et ainsi d'obtenir de fortes brillances. Nous verrons que cette technique nécessite l'obtention préalable de faisceaux d'ordres élevés, c'est pourquoi nous présenterons par la suite deux techniques permettant d'atteindre ce but.

1.3.1 Obtention de forte brillance

Revenons justement sur le fonctionnement des lasers dits "à hautes brillances" qui intéressent de nombreux projets scientifiques depuis plusieurs années. Lorsque l'on désire produire des faisceaux lasers à hautes brillances, de considérables difficultés expérimentales apparaissent. En effet, la brillance d'un faisceau laser est proportionnelle à sa puissance P et inversement proportionnelle au carré de son facteur M^2 . Ainsi, de manière classique, afin d'accroître la brillance d'un laser, sa puissance de sortie est augmentée en haussant la puissance de pompe. Ce faisant, la charge thermique dans le milieu laser augmente nécessairement, conduisant à la génération d'une lentille thermique préjudiciable non seulement à la stabilité du laser mais aussi, du fait des aberrations générées, la qualité optique du faisceau laser de sortie. Il en résulte une augmentation du facteur M^2 qui peut être assez importante pour réduire la brillance du laser malgré une forte puissance de pompe. Afin de lutter contre les conséquences de ces effets thermiques, deux stratégies sont principalement développées depuis quelques années :

- *Technique n°1* : La chaleur déposée dans le matériau laser conduit à des aberrations qui déforment le front d'onde du faisceau laser. Ces déformations peuvent être "nettoyées" en faisant réfléchir ce faisceau sur un miroir à conjugaison de phase [20], par mélange à deux ondes [21] ou encore en utilisant des cavités laser auto-adaptatives basées sur des hologrammes dynamiques de population [22]. Ces techniques sont développées en France par le laboratoire *Thales Research and Technology* de Palaiseau.
- *Technique n°2* : Afin d'obtenir une forte intensité I , on utilise N faisceaux lasers de faibles puissances et de bonnes qualités (M^2 faibles) ayant chacun une intensité I_0 et provenant de N lasers verrouillés en fréquence [23–25] et en phase. Si l'addition de ces N faisceaux est cohérente, on obtient alors une intensité fortement accrue, soit $I = N^2 I_0$. Si cette addition est incohérente, en cas de déverrouillage des fréquences d'oscillation, alors $I = N I_0$. Cette technique est mise au point par le laboratoire *XLIM* de Limoges.

Le CIMAP et le NLC (*National Laser Centre*) de Pretoria (Afrique du Sud) ont choisi de s'engager dans le développement d'une troisième technique, résumée par la Fig. 1.9.

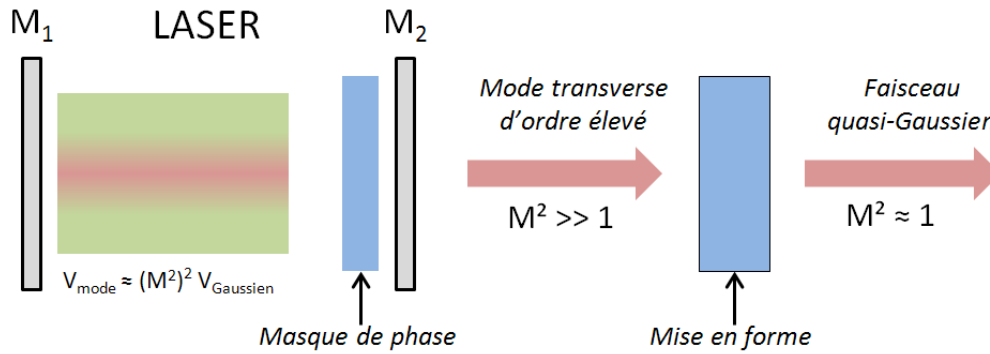


FIGURE 1.9 – Principe de l'obtention de la haute brillance

L'obtention de la haute brillance s'effectuera alors suivant deux étapes. La première consiste à extraire du laser une forte puissance grâce à une forte augmentation du volume du mode fondamental. Cela peut être obtenu en forçant le laser à osciller sur un mode transverse d'ordre élevé mais unique, grâce à l'insertion d'un élément optique diffractif (EOD) d'amplitude ou de phase dans la cavité ou bien en utilisant un faisceau de pompe mis en forme. Le volume de ce mode sera donc beaucoup plus élevé que celui du faisceau Gaussien usuel mais, cependant, la brillance du faisceau de sortie restera faible du fait de son facteur M^2 élevé. La seconde étape consiste à utiliser un objet de phase adéquat pour corriger le facteur M^2 du faisceau et le rendre le plus proche de l'unité, permettant ainsi d'obtenir une forte brillance.

1.3.2 Réduction du volume focal d'un faisceau laser

De nombreuses applications mettant en jeu des faisceaux laser requièrent que ceux-ci soient focalisés dans des volumes les plus petits possibles. Parmi celles-ci, nous pouvons citer : le prototypage laser 3D par photo-polymérisation par absorption à deux photons [26], la microscopie en fluorescence linéaire ou non-linéaire [27], les pinces optiques [28] ou encore la lithographie laser [29]. Ces applications sont le plus souvent basées sur la focalisation d'un faisceau Gaussien, limité par diffraction. Dans le cas, par exemple, du prototypage 3D par photo-polymérisation par absorption à deux photons, la probabilité d'absorption est proportionnelle au carré de l'intensité lumineuse. Ainsi, l'absorption a majoritairement lieu dans le volume focal du faisceau laser focalisé (*i.e.* le lieu où l'intensité est significative). Si la section d'un faisceau Gaussien est définie comme $S(z) = \pi w^2(z)/2$ où $w(z)$ est son rayon, défini par l'Eq. 1.16, alors son volume focal s'exprime comme :

$$\mathcal{V}_G = \int_{-z_r}^{+z_r} S(z) dz = \frac{4\pi^2 w_0^4}{3\lambda} \quad (1.48)$$

A partir des Eqs. 1.16 et 1.48, il est clair que le rayon du faisceau au beam-waist w_0 et la distance de Rayleigh z_r imposent respectivement des résolutions latérale (voir Eq. 1.24) et longitudinale.

Ainsi, afin de diminuer le volume focal, ces dimensions doivent nécessairement être réduites. Considérons un faisceau Gaussien dont la longueur de Rayleigh est beaucoup plus grande que la longueur focale de la lentille par laquelle il est focalisé, alors l'Eq. 1.24 se réduit à :

$$w'_0 \simeq \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad (1.49)$$

Dans le but de diminuer w'_0 , la solution la plus simple consiste à raccourcir la longueur focale f de la lentille, mais cette opération ne peut évidemment pas être répétée indéfiniment. Le faisceau désiré serait donc un faisceau de mauvaise qualité en termes de facteur M^2 ($M^2 \gg 1$) mais conduisant à un profil quasi-Gaussien dans le plan focal d'une lentille. Le volume focal serait ainsi réduit (voir Fig. 1.10), sachant que la distance de Rayleigh s'exprime, dans le cas général, comme :

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda M^2} \quad (1.50)$$

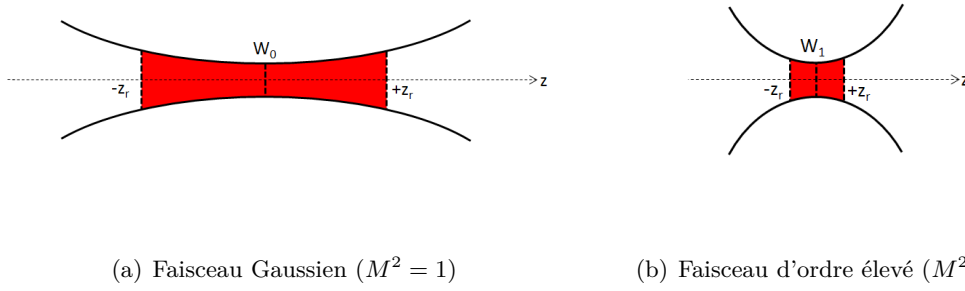


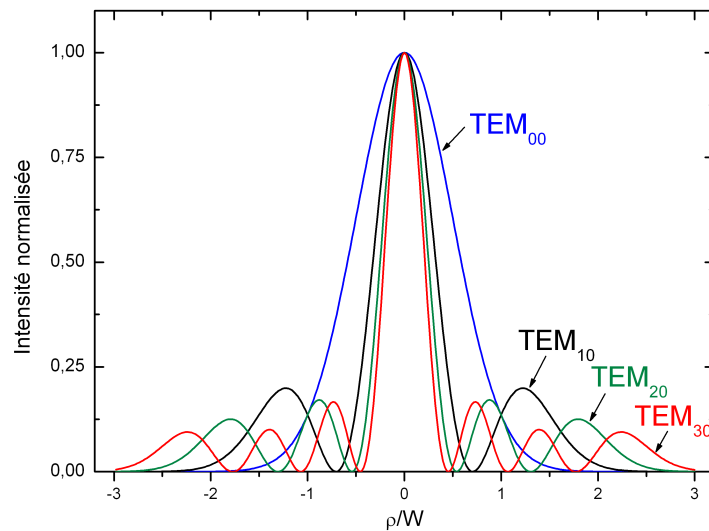
FIGURE 1.10 – Comparaison du volume focal entre des faisceaux Gaussien et d'ordre élevé

Une solution, présentée en détails dans les références [30, 31], consiste donc à générer des faisceaux de Laguerre-Gauss TEM_{p0} dont le M^2 s'exprime comme $M^2 = 2p + 1$, afin de diminuer z_r , puis à utiliser une optique diffractive pour "redresser" le faisceau et finalement obtenir au plan focal d'une lentille un profil radial d'intensité unilobe proche d'un profil Gaussien.

Rappelons tout d'abord le profil d'intensité des faisceaux TEM_{p0} , constitués d'un pic central et de p anneaux concentriques (Fig. 1.11) et ayant un champ électrique de la forme suivante :

$$\Psi_p(r, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp \left[- \left(\frac{1}{w(z)^2} + j \frac{k}{2R(z)} \right) r^2 \right] \mathcal{L}_p \left[\frac{2r^2}{w(z)^2} \right] \exp [j(2p + 1)\theta(z)] \exp [-jk(z - z_0)] \quad (1.51)$$

où z_0 dénote la position du beam-waist, \mathcal{L}_p est le polynôme de Laguerre d'ordre p et $\theta(z)$ le déphasage de Gouy. Le principe est donc le suivant : le faisceau TEM_{p0} est incident sur un EOD dont la transmission est alternativement égale à $+1$ et -1 puis est focalisé par une lentille simple (Fig. 1.12). Les cercles concentriques constituant les discontinuités de phase de l'EOD

FIGURE 1.11 – TEM_{p0} - Profils d'intensité

correspondent exactement aux p anneaux de lumière du TEM_{p0} (Fig. 1.13(a)) de façon à ce que la phase du faisceau corrigé à la sortie de l'EOD soit constante et égale à 0 ou à π . On obtient finalement au plan focal de la lentille un faisceau d'allure quasi-Gaussienne (Fig. 1.13(b)), de rayon au beam-waist plus petit que dans le cas Gaussien et de longueur de Rayleigh bien plus courte.

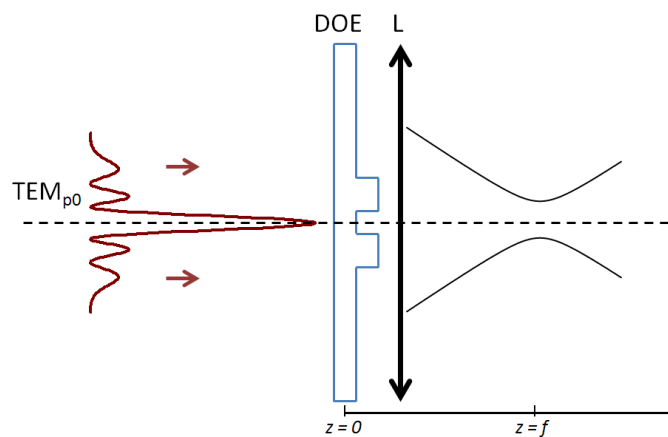
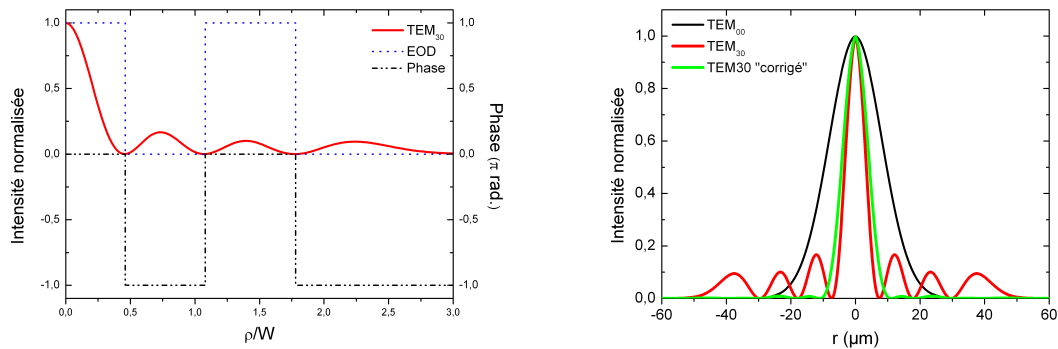


FIGURE 1.12 – Principe de la réduction du volume focal

Toutefois, la réduction de la taille latérale du faisceau focalisé est artificielle, sachant que la taille $w_{0,p}$ du faisceau TEM_{p0} incident est $\sqrt{2p+1}$ fois plus grande que la taille w_0 du faisceau Gaussien correspondant, conduisant nécessairement à une tache focale plus petite (Eq. 1.49). Le volume focal est néanmoins très efficacement réduit grâce à une forte augmentation de la résolu-

(a) TEM_{30} et la structure de l'EOD correspondant

(b) Faisceau corrigé

FIGURE 1.13 – Correction d'un faisceau TEM_{30}

tion longitudinale. Par exemple, il a été montré que pour un TEM_{50} , le volume focal était réduit d'un facteur 675 [31] par rapport au faisceau Gaussien ($\lambda = 1064 \text{ nm}$, $w_0 = 1 \text{ mm}$ et $f = 50 \text{ mm}$), soit une amélioration de la résolution longitudinale d'un facteur d'environ $675^{1/3} \simeq 8.7$. De plus, forcer un laser à osciller sur un TEM_{p0} doit permettre d'augmenter significativement sa puissance de sortie, du fait que le volume du mode intra-cavité est plus important. Enfin, nous avons montré que le rayon du pic central du faisceau corrigé ne dépend exclusivement que d'une quantité sans dimension caractérisant le faisceau TEM_{p0} incident, appelé facteur de disparition d'intensité radiale⁴, permettant de prédire facilement la taille du faisceau focalisé [30].

Cette technique s'avère donc très prometteuse pour l'amélioration de la résolution spatiale de dispositifs de prototypage laser 3D ou de microscopie non-linéaire. Il faut cependant souligner que dans les techniques où la focalisation des faisceaux lasers est déjà limitée géométriquement, comme lors de l'utilisation d'optiques à fortes ouvertures numériques où la divergence du faisceau est déjà maximale, la technique présentée ici se révélera inefficace. Le dernier point qu'il faut considérer concerne l'obtention des faisceaux TEM_{p0} nécessaires à la réalisation de cette réduction du volume focal. Ceci est l'objet des deux sections suivantes, où deux techniques permettant d'obtenir des modes d'ordres élevés mais uniques sont explicitées.

1.3.3 Génération de faisceaux de Laguerre-Gauss TEM_{p0}

Afin d'obtenir un mode avec un profil d'intensité spécifique en sortie d'un laser, une technique courante consiste à faire de la mise forme intra-cavité en concevant la cavité de façon à ce

4. Le calcul de ce facteur est détaillée en Annexe D.

que le mode désiré soit directement généré en sortie. Dans la plupart des cas, le faisceau voulu est obtenu en gravant les miroirs [32, 33], ce qui revient à accoler des EOD de phase à ceux-ci. Ici, nous allons nous intéresser à une solution laissant plus de degrés de liberté qui consiste à introduire dans la cavité un nombre arbitraire d'EOD d'amplitude et de phase. Toutefois, la conception d'une telle cavité nécessitant un important processus d'optimisation, il est essentiel d'avoir une méthode rapide et précise pour calculer le champ résonnant.

Une méthode prisée pour calculer le mode fondamental d'une cavité laser (c'est-à-dire le premier mode à dépasser le seuil d'oscillation) contenant des EOD de phase et d'amplitude est la méthode de Fox et Li [34]. Cette méthode est basée sur le fait que le mode fondamental requiert un certain nombre d'allers-retours dans la cavité avant de s'établir et par conséquent, la cavité est modélisée "dépliée", comme une succession de lentilles à travers lesquelles un champ initial se propage de nombreuses fois jusqu'à ce qu'un état stationnaire soit atteint. Cette technique est donc assez simple à mettre en place bien que le choix du nombre adéquat d'allers-retours et du champ initial, affectant la convergence de la méthode vers une solution, soit difficile. Néanmoins, le temps de calcul du mode fondamental reste trop important pour utiliser cette technique efficacement dans un processus d'optimisation.

C'est pourquoi nous allons détailler ici une nouvelle technique, variante de la méthode de Fox et Li, mieux adaptée aux processus d'optimisation. Son principe est le suivant : au lieu de démarrer sur un mode aléatoire, nous injectons directement le mode désiré dans la cavité, qui est modélisée comme une suite de lentilles ne représentant *qu'un seul* aller-retour. Ensuite, le processus d'optimisation itère sur les caractéristiques de la cavité jusqu'à ce que le mode de sortie corresponde le mieux possible au mode souhaité (mode d'entrée). Ainsi, le temps auparavant dédié à calculer des centaines voire des milliers d'allers-retours peut maintenant être exploité pour explorer un grand nombre de configurations. Nous allons donc utiliser cette technique pour obtenir les faisceaux Laguerre-Gaussiens TEM_{p0} désirés par l'insertion dans la cavité d'un simple trou de phase déphasant de π . Dans un premier temps, nous allons donc mettre en place un modèle numérique permettant de déterminer les caractéristiques de la cavité idéale puis, dans un deuxième temps, nous éprouverons expérimentalement ce modèle avec un laser Nd :YVO₄ pompé par diode. Il faut noter que le trou de phase a été choisi pour deux raisons : premièrement, il s'agit d'un EOD bien connu et disponible au laboratoire, deuxièmement, il peut être pressenti qu'il correspond à cette application, sachant qu'un trou de phase impose un cercle (à la discontinuité de phase) sur lequel l'intensité est nulle, agissant ainsi comme un fil métallique.

1.3.3.1 Conception de la cavité avec une variante de la méthode de Fox et Li

Considérons donc une cavité plano-concave dans laquelle on insère un trou de phase déphasant de π . Le miroir plan, le trou de phase et le miroir concave sont respectivement situés à $z = 0$, $z = d$ et $z = L$. La longueur L de la cavité et le rayon de courbure R_c du miroir concave sont reliés par le paramètre géométrique g de la cavité, compris entre 0 et 1 (zone de stabilité), suivant la relation :

$$g = 1 - \frac{L}{R_c} \quad (1.52)$$

La fonction de transmission du trou de phase (Eq. 1.25) déphasant de π s'exprime comme :

$$\tau\left(\frac{\rho}{a}\right) = \begin{cases} -1, & 0 \leq \rho \leq a, \\ +1, & \rho > a, \end{cases} \quad (1.53)$$

où a est le rayon du trou de phase. Il est important de remarquer que le changement de signe du champ électrique incident de -1 à $+1$ impose un cercle de rayon $\rho = a$ sur lequel l'intensité est nulle. Un aller-retour dans la cavité peut alors être modélisé comme la cavité équivalente représentée sur la Fig. 1.14(a) où la longueur focale de la lentille située $z = L$ (miroir concave) est $f = R_c/2$.

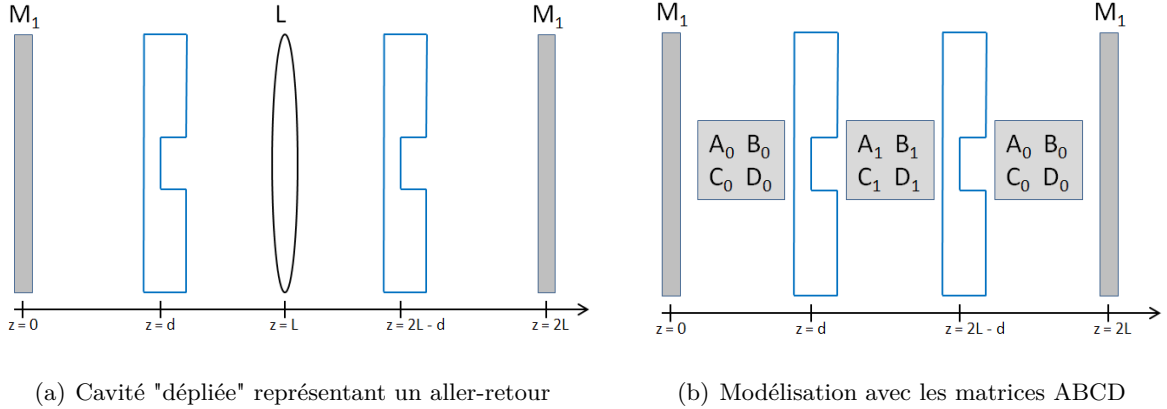


FIGURE 1.14 – Modélisation de la cavité contenant un EOD de phase

En introduisant le formalisme des matrices ABCD, cette cavité équivalente peut être représentée comme sur la Fig. 1.14(b) où :

$$\begin{pmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.54)$$

$$\begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L-d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & L-d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.55)$$

On éclaire ensuite cette cavité équivalente avec un faisceau TEM_{p0} collimaté, de rayon au beam-waist w_0 situé au niveau du miroir plan, dont le champ électrique s'exprime de la façon suivante :

$$\Psi_p(r, 0) = C \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \mathcal{L}_p\left(\frac{2r^2}{w_0^2}\right), \quad (1.56)$$

où

$$C = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_0}, \quad (1.57)$$

$$w_0 = \Gamma \times \bar{w}_0, \quad (1.58)$$

$$\bar{w}_0 = \frac{\lambda L}{\pi} \left(\frac{g}{1-g}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.59)$$

Ici, \bar{w}_0 et $\Gamma > 0$ correspondent respectivement au rayon au beam-waist de la cavité sans trou de phase et à un paramètre d'optimisation contrôlant le rayon au beam-waist du mode résonnant dans la cavité. De la même façon que précédemment dans le cas de la cascade de trous de phase, nous choisissons de modéliser la diffraction sur les différentes optiques à l'aide de la GBEM, méthode parfaitement adaptée aux cavités à symétrie cylindrique contenant moins de six optiques et permettant d'obtenir une expression analytique du champ à la sortie de la cavité (en $z = 2L$) [35]. Encore une fois, nous utilisons un algorithme de recuit simulé (voir Annexe A) afin d'optimiser les caractéristiques de la cavité. Sachant qu'expérimentalement il est plus facile d'ajuster la longueur de la cavité que le rayon de courbure du miroir concave, la valeur de R_c a été fixée comme constante. Le problème à résoudre met donc en jeu quatre variables :

- Γ , défini par l'Eq. (1.58), contrôlant le beam-waist w_0 du faisceau d'entrée et exprimé comme un pourcentage de \bar{w}_0 ;
- g , le paramètre géométrique de la cavité contrôlant la longueur L (R_c étant constant) ;
- $z = d$, la position du trou de phase et exprimé comme un pourcentage de L ;
- $\kappa = a/w(d)$, le rayon normalisé du trou de phase où $w(d)$ représente le rayon du faisceau incident $z = d$.

Si $I_1(i)$ et $I_2(i)$ représentent respectivement les intensités à la $i^{\text{ème}}$ coordonnée radiale du faisceau incident (en $z = 0$) et du faisceau diffracté (en $z = 2L$), alors l'erreur par aller-retour est définie par :

$$\varepsilon_p = \frac{\sum_i |I_1(i) - I_2(i)|}{\sum_i I_1(i)} \times 100. \quad (1.60)$$

Par analogie avec les pertes de la cavité, si ce terme d'erreur est petit pour un mode donné par rapport aux autres modes susceptibles d'osciller, alors ce mode sera sélectionné comme mode fondamental de la cavité.

Nous considérons donc un faisceau TEM_{p0} incident ($\lambda = 1064 \text{ nm}$ et $p = 1, 2, 3$) et un miroir concave de rayon de courbature $R_c = 100 \text{ mm}$. Nous optimisons ensuite la cavité de façon à ce que la distribution radiale d'intensité du faisceau de sortie corresponde autant que possible avec celle du TEM_{p0} incident. Les résultats obtenus pour ce cas test sont exposés dans la Table 1.4 où les colonnes représentent respectivement l'ordre p du faisceau incident, le paramètre géométrique g , les valeurs de Γ (%) et d (%), le rayon normalisé κ (%) et finalement les erreurs par aller-retour ε_q (%) correspondant aux modes TEM_{q0} pour $q = 0, 1, 2, 3$.

Table 1.4 – Résultats donnés par le processus d'optimisation.

p	g	Γ (%)	d (%)	κ (%)	ε_0 (%)	ε_1 (%)	ε_2 (%)	ε_3 (%)
1	0.1	100	99	70.3	12.7	0.0787	8.11	5.9
1	0.781	100	99	69.8	18.8	0.128	13.9	20.1
2	0.1	100	99	54.1	13.5	7.84	0.0733	2.02
2	0.312	100	99	53.4	19.1	8.9	0.105	6.99
3	0.1	100	99	107	6.74	14.7	12.1	0.0921
3	0.215	100	98.9	176	1.36	8.35	24.9	0.201
3	0.169	100	99	45	15.3	12.3	3.23	0.0816

Nous pouvons extraire des résultats très intéressants de ce tableau. Tout d'abord, la valeur de Γ est toujours égale à 100%, par conséquent le rayon au beam-waist du mode résonnant est le même que celui de la cavité vide, même malgré la présence du trou de phase. Deuxièmement, le trou de phase est toujours accolé au miroir concave ($d = 99\%$). Troisièmement, plusieurs valeurs optimales pour le paramètre géométrique g semblent émerger, correspondant particulièrement à de longues cavités. Finalement, le résultat le plus intéressant concerne le rayon normalisé κ du trou de phase. En effet, les valeurs optimales de κ sont telles que $2\kappa^2$ correspond exactement aux zéros des polynômes de Laguerre d'ordre p . Par exemple, pour $p = 3$, tous les rayons normalisés κ tel que $2\kappa^2$ correspond à l'un des zéros du polynôme de Laguerre d'ordre 3 feront osciller le laser sur un TEM_{30} . Changer de zéros ne fait que perturber les erreurs par aller-retour des autres modes, les trous de phase étant connus pour perturber la hiérarchie de divergence angulaire des TEM_{p0} [36], *i.e.* le TEM_{00} n'est plus le mode ayant la plus faible divergence, puis le TEM_{10} , etc... mais toute la hiérarchie est bouleversée.

Ainsi, un simple EOD de phase, ne possédant qu'une seule discontinuité de phase, est suffisant pour générer des modes TEM_{p0} uniques alors que l'on aurait pu s'attendre à avoir besoin d'une optique binaire possédant p anneaux déphasants. Cela peut s'expliquer de la façon suivante : si l'on considère une cavité oscillant sur un mode TEM_{p0} dont le rayon au beam-waist est w_p et dont le $i^{\text{ème}}$ zéro est noté $\mathcal{X}_p(i)$. Γ étant égal à 100%, w_p est aussi le rayon au beam-waist de la cavité vide. Ainsi, le laser ne peut pas osciller sur un autre mode TEM_{q0} tel que $w_q \neq w_p$, et par conséquent, $\forall j \neq i, w_q = w_p \Rightarrow \mathcal{X}_q(j) \neq \mathcal{X}_p(i)$. Un trou de phase sera donc toujours suffisant pour forcer le laser à osciller sur un TEM_{p0} .

Pour générer des modes TEM_{p0} uniques dans une cavité plano-concave, il suffit donc de suivre les étapes suivantes : insérer un trou de phase déphasant de π près du miroir concave, calculer le rayon au beam-waist w_0 sur le miroir plan (Eq. 1.59), calculer le rayon du mode à z_d (Eq. 1.16) et finalement choisir le rayon normalisé du trou de phase κ tel que $2\kappa^2$ correspond à l'un des zéros du polynôme de Laguerre d'ordre p et calculer le rayon du trou de phase correspondant en utilisant $a = \kappa \times w(z_d)$.

Les erreurs par aller-retour ε_q ($q = 0, 1, 2, 3$) pour les différents modes sont présentés en fonction du paramètre géométrique g sur les Figs. 1.15, 1.16 et 1.17, respectivement pour des TEM_{10} , TEM_{20} et TEM_{30} . Comme souligné précédemment, les erreurs par aller-retour les plus basses sont toujours obtenues pour de longues cavités. Toutefois, lorsque l'on compare les valeurs de ε , on peut noter que certaines d'entre elles ne sont pas optimales et ne permettent pas une bonne discrimination entre les modes (ε proche de zéro pour le mode souhaité et ε élevés pour tous les autres modes). Par exemple, sur la Fig. 1.16, $g \simeq 0.35$ représente un bon compromis où toutes les erreurs des modes non-désirés sont clairement plus élevées que pour le mode TEM_{20} souhaité. De plus, si l'on choisit un autre zéro que le premier, seule la hiérarchie de divergence angulaire des autres modes sera modifiée, et par conséquent leurs erreurs par aller-retour. Enfin, écarter le trou de phase du miroir concave ne résulte qu'en une augmentation de toutes les erreurs (*i.e.* des pertes pour tous les modes).

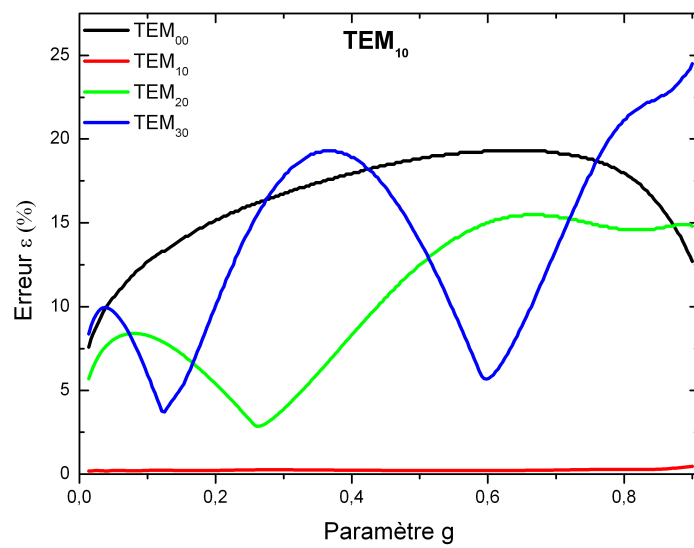


FIGURE 1.15 – Discrimination entre les modes : TEM_{10} , $d = 99\%$, premier zéro

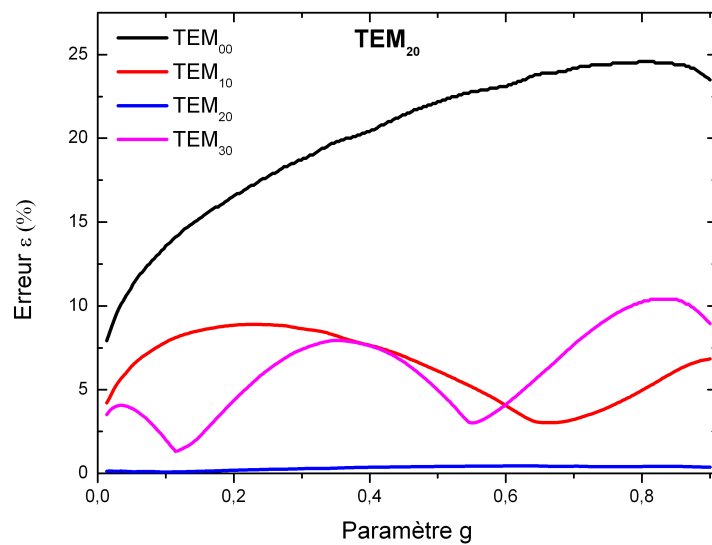


FIGURE 1.16 – Discrimination entre les modes : TEM_{20} , $d = 99\%$, premier zéro

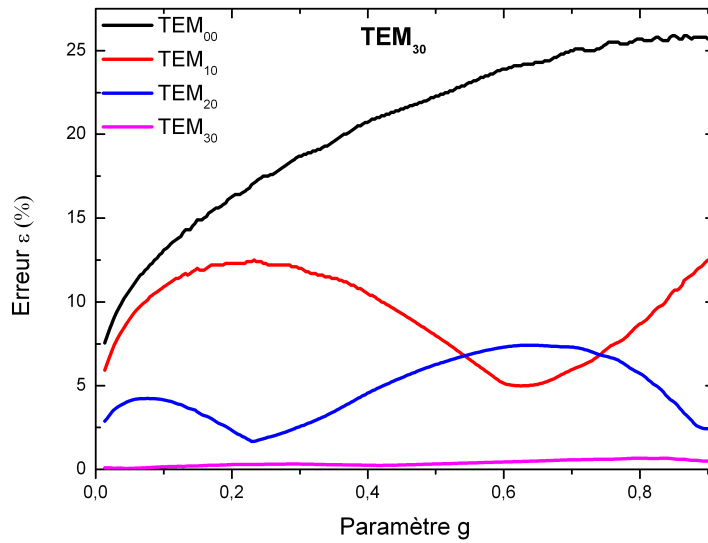
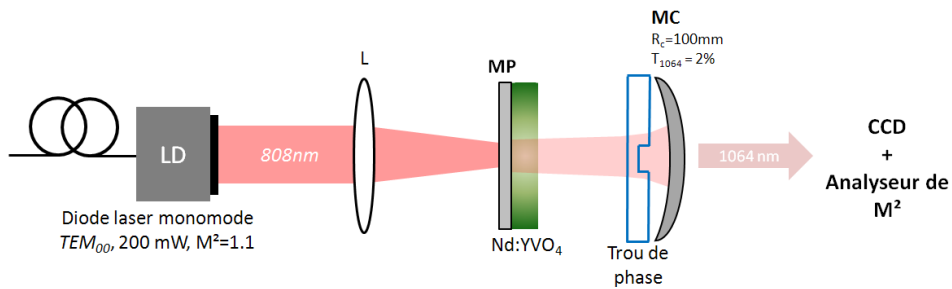


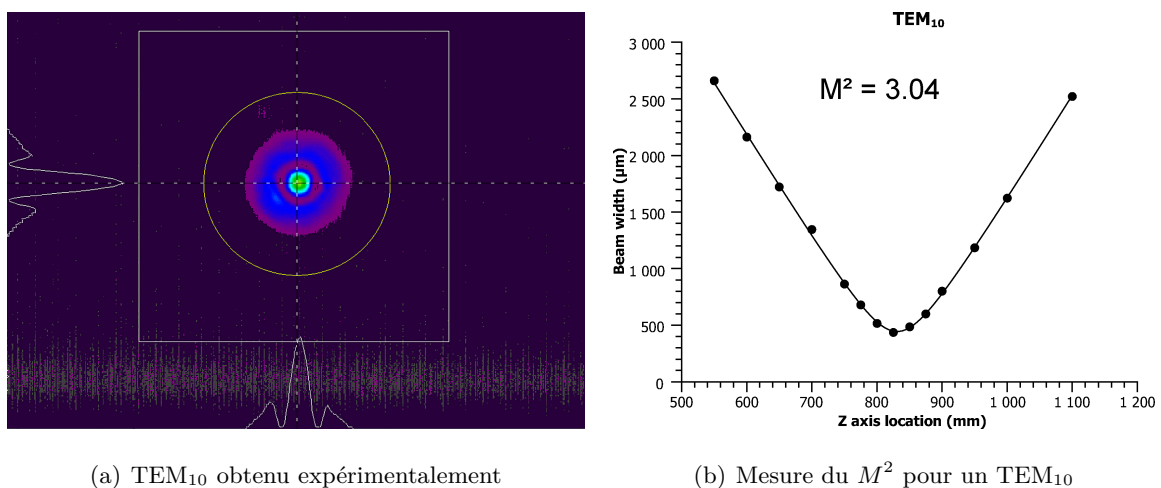
FIGURE 1.17 – Discrimination entre les modes : TEM₃₀, $d = 99\%$, premier zéro

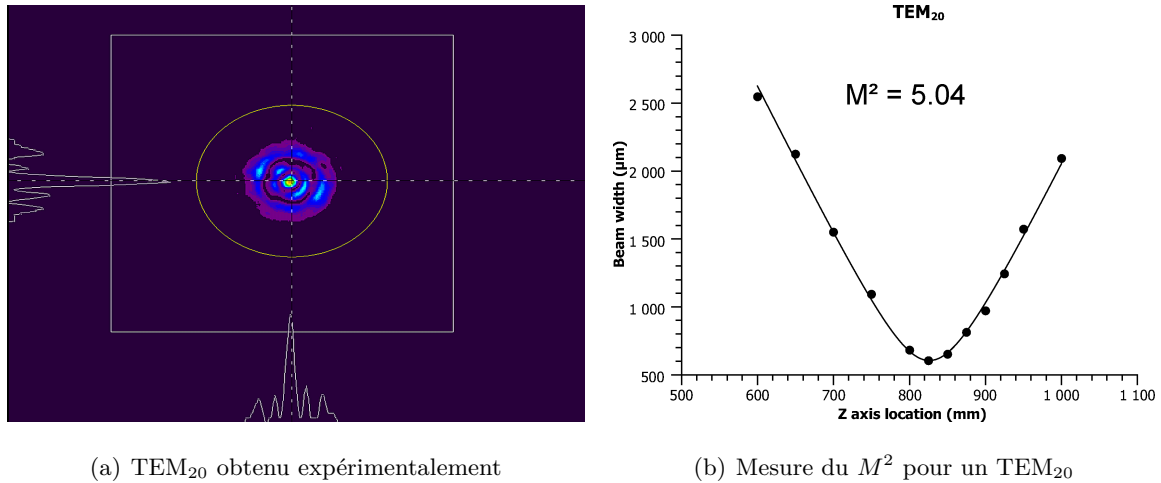
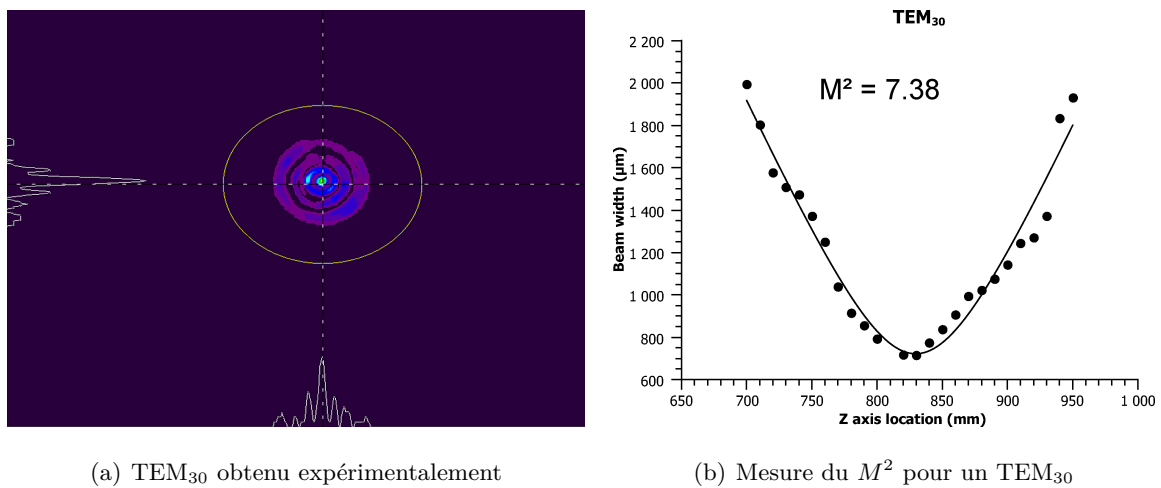
1.3.3.2 Génération expérimentale d'un mode TEM_{p0}

Nous mettons donc en place la cavité plano-concave présentée sur la Fig. 1.18 contenant un milieu amplificateur, contrairement au modèle numérique présenté précédemment. Le milieu amplificateur est un cristal de Nd :YVO₄ ($e = 1 \text{ mm}$, 1 at. % Nd) pompé par une diode laser fibrée monomode (Lumics LU0808M100) à $\lambda = 808 \text{ nm}$. La lentille utilisée pour focaliser le faisceau sur le cristal est montée sur un table de translation afin de pouvoir ajuster la taille de la tâche de pompe sur celui-ci. La cavité est composée d'un miroir plan diélectrique déposé sur le milieu amplificateur (HR @ 1064 nm et HT @ 808 nm) et d'un miroir concave de rayon de courbure $R_c = 100 \text{ mm}$ (avec une transmission de 2% @ 1064 nm). Les rayons disponibles pour les trous de phase vont de 150 à 280 μm par pas de 2 μm . Cette gamme assez large de rayons nous permet d'ajuster correctement les caractéristiques de la cavité afin de prendre en compte l'effet de lentille thermique créée par la pompe dans le milieu laser. Enfin, nous mesurons à la sortie de la cavité le profil d'intensité transverse du faisceau avec une caméra CCD (Cohu 4800) ainsi que son facteur M^2 (Spiricon M²-200).

FIGURE 1.18 – Mise en forme intra-cavité pour la génération de TEM_{p0}

Nous avons choisi une cavité assez longue ($L = 95$ mm, $g \simeq 0.05$) à cause des limitations imposées par la faible épaisseur du cristal et la faible puissance de pompe. En effet, le rayon au beam-waist (sur le miroir plan et donc dans le cristal) augmente lorsque l'on raccourci la cavité et le faisceau de pompe doit être suffisamment large pour correspondre au mode TEM_{p0} dans le milieu afin que ce dernier soit ainsi supporté par la cavité. Les rayons et positions des trous de phase sont directement choisis à partir du modèle numérique. A cause de la lentille thermique induite dans le milieu amplificateur, nous observons un léger écart par rapport aux caractéristiques prévues pour atteindre le comportement espéré. A titre d'exemple, pour un mode TEM_{30} , l'écart par rapport à la théorie pour un trou de phase d'un rayon de $174 \mu\text{m}$ est de moins de $4 \mu\text{m}$. Les profils d'intensité ainsi que les mesures du facteur M^2 , obtenu en configurant la cavité suivant les prédictions du modèle numérique, sont présentés sur les Figs. 1.19, 1.20 et 1.21.

(a) TEM_{10} obtenu expérimentalement(b) Mesure du M^2 pour un TEM_{10} FIGURE 1.19 – TEM_{10}

FIGURE 1.20 – TEM₂₀FIGURE 1.21 – TEM₃₀

De prime abord, l'allure des profils d'intensité enregistrés paraît très satisfaisante et très proche des profils attendus. Toutefois, afin de confirmer qu'il s'agit bien de modes TEM_{p0} purs, il faut vérifier que le facteur M^2 est égal à $2p + 1$. Les mesures de M^2 pour les TEM₁₀, TEM₂₀ et TEM₃₀ sont respectivement de 3.04, 5.04 et 7.38 (pour des valeurs attendues de 3, 5 et 7), avec des qualités d'ajustement très satisfaisantes. Ceci atteste donc de la pureté des modes obtenus, d'autant que ces derniers oscillent tous à partir du seuil et que leurs profils d'intensité restent inchangés au cours de leur propagation. Nous voyons donc que le mode propre fondamental est majoritairement déterminé par les caractéristiques de la cavité froide.

De plus, nous avons observé qu'il est possible de passer d'un mode à l'autre simplement en changeant la longueur de la cavité (*i.e* en faisant correspondre successivement les zéros des différents TEM_{p0} avec le rayon du trou de phase). Cela confirme le fait que la discontinuité de phase

du trou de phase doit être exactement placée sur un zéro du mode TEM_{p0} désiré. Ces sauts de mode sont très reproductibles lorsque l'on augmente ou diminue la longueur de la cavité. Enfin, comme prévu par le modèle, la discrimination entre les modes est moins bonne lorsque l'on éloigne le trou de phase du miroir concave. En effet, si l'on place le trou de phase au centre de la cavité, le laser peut retrouver un comportement multimode.

Nous avons de plus montré, dans le cadre d'un travail avec le NLC de Prétoria, que le même résultat peut être obtenu en utilisant des objets d'amplitude à la place des trous de phase. En effet, des modes TEM_{p0} purs ont été obtenus en insérant des anneaux métalliques d'épaisseurs variables dans la cavité laser. De plus, nous avons montré dans un travail numérique récent [37] qu'un l'anneau absorbant pouvait se révéler plus efficace (en termes de pertes et de qualité de mode) qu'un trou de phase pour forcer le laser à osciller sur un mode TEM_{p0} .

1.3.4 Génération de faisceaux creux par mise en forme du faisceau du pompe

Dans cette dernière section, nous allons aborder une autre technique permettant de forcer un laser à osciller sur un mode fondamental n'étant pas Gaussien. Plus particulièrement, nous allons nous intéresser à la sélection d'un mode spécifique dans une cavité laser seulement par la mise en forme du faisceau de pompe, c'est-à-dire sans utiliser d'élément diffractif intra-cavité. Cette technique peut donc être particulièrement intéressante dans les cas où il est impossible d'avoir accès à la cavité, comme par exemple pour les lasers microchips, où les miroirs diélectriques sont directement déposés sur les faces d'entrée et de sortie du cristal. L'idée est donc simplement que la mise en forme de la pompe selon le profil d'intensité souhaité en sortie du laser va créer un bon recouvrement entre le mode désiré et la pompe et ainsi forcer l'oscillation sur ce mode. Le profil d'intensité de la pompe va donc jouer le rôle de paramètre de contrôle du mode transverse oscillant dans la cavité, principe qui n'a été que très peu étudié jusqu'à présent [38, 39]. Nous allons donc démontrer ce principe sur un laser microchip pompé par diode, dont le faisceau de pompe aura préalablement été mis en forme par un trou de phase. Cette expérience sera l'occasion de rappeler les propriétés de mise en forme du trou de phase.

Les lasers microchip, à cause de leur taille de cavité extrêmement faible, ont la propriété intéressante de ne supporter qu'un seul mode longitudinal, assurant ainsi que le faisceau de sortie soit mono-fréquence. De plus, du fait de leur configuration plan-plan, ces lasers favorisent fortement l'oscillation sur un mode Gaussien [40]. Les modes propres d'une cavité plan-plan sont des

ondes planes dans le cas d'une cavité froide, mais dans le cas d'un laser microchip on observe un effet de guide d'onde à cause des variations de l'indice de réfraction provoquées par le dépôt de chaleur dans le cristal. Cet effet, par l'expansion thermique du milieu, entraîne aussi une courbure de la face de sortie du laser, permettant de maintenir une oscillation stable sous forme d'un guide d'onde monomode [40]. En effet, les lasers microchip parviennent à garder le mode Gaussien comme mode propre, même plusieurs fois au-dessus du seuil, grâce à un guidage par l'indice de réfraction (du aux effets thermiques) et par le gain (lié au profil de pompe Gaussien).

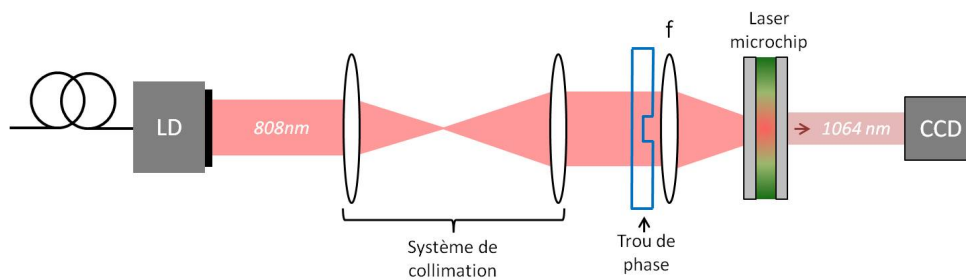


FIGURE 1.22 – Pompage d'un laser microchip avec un faisceau mis en forme

Nous considérons ici un laser microchip de $500 \mu m$ d'épaisseur composé d'un cristal de $Nd :YVO_4$ et dont les deux miroirs diélectriques sont déposés sur les faces polies de ce cristal. Le microchip est pompé par un faisceau Gaussien ($\lambda = 808 nm$, $P_{max} = 160 mW$) pouvant être mis en forme ou non (Fig. 1.22). Cette mise en forme est effectuée à l'aide d'un trou de phase déphasant de π tel que ceux utilisés précédemment. Le profil d'intensité du faisceau de pompe au plan focal de la lentille le focalisant dans le cristal peut être ajusté grâce au rapport $\Delta = b/w$ du rayon du trou de phase b sur celui du faisceau gaussien incident w , comme le montre la Fig. 1.23. Nous observons que le trou de phase peut transformer le faisceau incident Gaussien en un faisceau ayant l'allure d'un TEM_{10} , en un faisceau creux ou encore en un faisceau super-Gaussien, simplement en ajustant le rapport Δ . Ainsi en pompant le microchip avec l'un de ces profils d'intensité, c'est-à-dire en mettant indirectement en forme la zone de gain dans le milieu, nous nous attendons à ce que le recouvrement entre la pompe et le mode désiré soit élevé, favorisant ainsi l'oscillation sur ce mode.

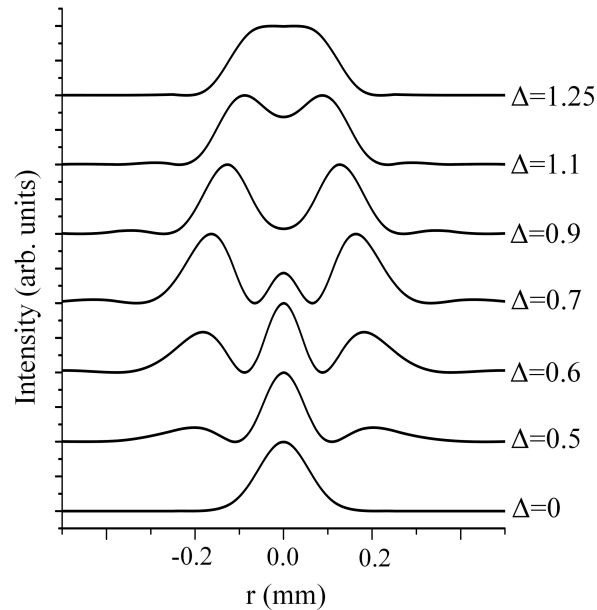


FIGURE 1.23 – Distribution d'intensité au plan focal d'une lentille d'un faisceau Gaussien diffracté par un trou de phase déphasant de π en fonction du rapport Δ

Afin de démontrer ce principe, nous avons choisi de mettre en forme la pompe sous la forme d'un faisceau creux, sans intensité au centre. Cette configuration a été choisie car elle s'est avérée être la plus efficace. En effet, dans le cas du pompage avec un pseudo- TEM_{10} , il n'y a pas assez de gain dans la zone de l'anneau pour que le laser oscille sur ce mode, contrairement au cas du faisceau creux ou "donut" que nous allons maintenant présenter.

Nous ajustons donc la taille du faisceau Gaussien sur le trou de phase afin d'obtenir au plan focal de la lentille ($f = 100 \text{ mm}$) un faisceau creux ($\Delta = 0.72$) dont le rayon, calculé par la méthode des moments d'ordre 2, est d'environ $50 \mu\text{m}$. En utilisant cette lentille, la distance de Rayleigh du faisceau focalisé est d'environ 3 mm , soit environ six fois l'épaisseur du cristal. Ainsi, connaissant la portée longitudinale de nos mises en forme [41], nous pouvons être sur que la distribution d'intensité de la pompe reste inchangée sur la longueur de l'échantillon. Sans aucune mise en forme, on obtient un faisceau Gaussien de $17 \mu\text{m}$ de rayon et d'une longueur de Rayleigh de 0.6 mm . Enfin, l'allure et la qualité du faisceau de sortie sont mesurées à l'aide d'une caméra CCD et d'un analyseur de M^2 . Les faisceaux obtenus en sortie avec ou sans mise en forme de la pompe sont présentés sur la Fig. 1.24.

Nous constatons qu'avec une pompe mise en forme (Fig. 1.24(c)), le laser microchip oscille sur un mode sans intensité au centre (mode "donut" ou TEM_{01} , Fig. 1.24(d)) alors que lorsque

l'on retire l'EOD de mise en forme, le laser oscille de nouveau sur un mode Gaussien (Fig. 1.24(b)).

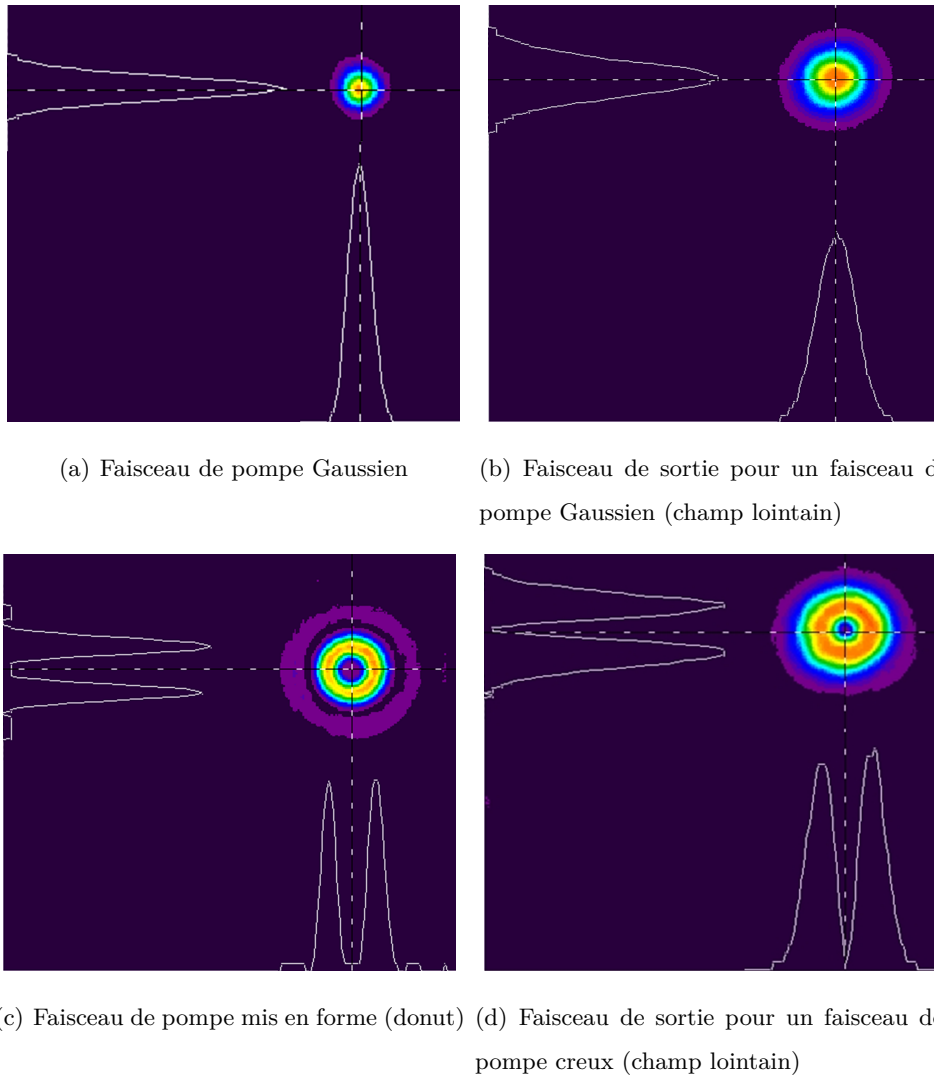


FIGURE 1.24 – Profils d'intensité des faisceaux de pompe et de sortie du laser microchip

Les faisceaux enregistrés en sortie du microchip gardent la même allure au cours de leur propagation et, comme l'atteste la Fig. 1.25, les valeurs mesurées pour le facteur M^2 sont en très bon accord avec la théorie : $M_x^2 = 1.94$ et $M_y^2 = 1.95$ (pour des valeurs théoriques de 2, sachant que pour un mode TEM_{pl} , $M^2 = 2p + |l| + 1$). Nous obtenons une courbe de rendement en puissance avec une pente de 17% alors que nous avons 26% dans le cas Gaussien, avec un M^2 proche de 1 ($M_x^2 = 1.04$, $M_y^2 = 1.03$). Il faut noter que nous aurions pu obtenir ce résultat à l'aide d'EOD d'amplitude (mais sans lentille), mais au détriment de la puissance de sortie (pente de 0.01% [42]).

Nous avons donc montré que le mode résonnant d'un laser pouvait être contrôlé par une mise en

forme appropriée du faisceau de pompe et ainsi du gain dans le milieu. La mise en forme d'un faisceau incident Gaussien par un trou de phase nous a permis d'obtenir des faisceaux TEM_{01} ("donut") en sortie, faisceaux pouvant trouver de nombreuses applications telles que le guidage d'atomes froids [43] (avec en plus le bénéfice du caractère mono-fréquence de notre faisceau de sortie), le piégeage de petites particules [44] ou encore le transfert quantique d'information [45].

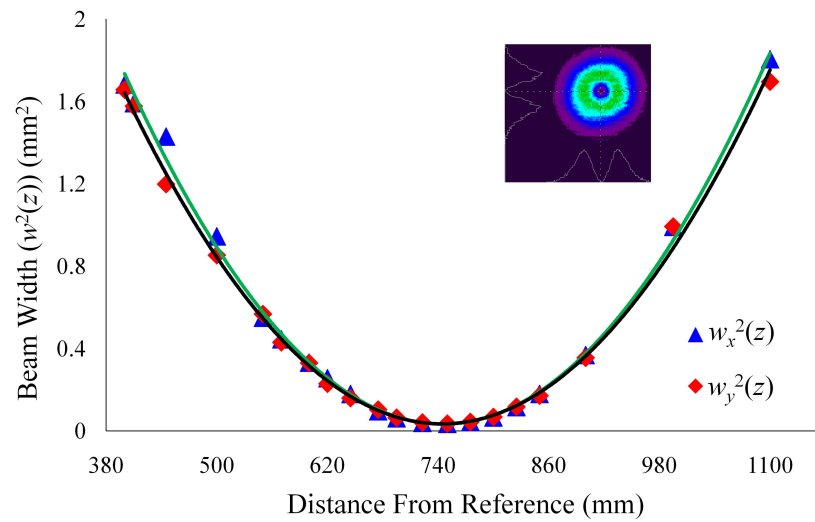


FIGURE 1.25 – Propagation du faisceau creux généré par le laser microchip

Conclusion

Dans ce chapitre introductif, nous avons étudiés différentes manières de focaliser un faisceau laser, de la simple lentille sphérique à la cascade d'objets diffractifs. Ce faisant, nous avons introduit une méthode originale pour calculer les différents champs diffractés par les EOD puis pour optimiser leurs caractéristiques, méthodes dont nous nous réservons dans la suite de ce manuscrit. Ainsi, nous avons mis en place une technique de focalisation diffractive à l'aide d'une cascade de trous de phase pouvant se révéler particulièrement intéressante dans les cas où la réalisation de lentilles réfractives est très délicate (domaine des rayons X). Nous nous sommes intéressés par la suite à deux techniques permettant de forcer une cavité laser à osciller sur un mode particulier, dans l'optique de réaliser une technique permettant d'obtenir des faisceaux se focalisant avec dans des volumes focaux très petits (faisceaux de forte brillance) : l'une par introduction d'EOD intra-cavité et l'autre par mise en forme du faisceau de pompe. Le succès rencontré par ces deux techniques est donc encourageant concernant la mise en place, dans le futur, d'une technique de "super-résolution" longitudinale. Ce travail sur la focalisation d'un faisceau laser nous amène donc aux chapitres suivants, concernant directement les effets de lentille dans les lasers à solide, qui sont au cœur de ce travail de thèse.

Effets de population dans les lasers à solide

Introduction et objectifs

Ce deuxième chapitre est dédié à l'étude des variations de l'indice réfraction dans les lasers à solide suite à un pompage optique et plus particulièrement aux effets électroniques dits "de population". Ainsi, après avoir rappelé les différents mécanismes donnant lieu à des variations d'indice (effets thermiques, effet Kerr optique), nous étudierons l'origine physique des effets de population et montrerons que celle-ci peut être attribuée à une variation de la polarisabilité des ions lorsqu'ils passent de leur état fondamental à leur état excité. Nous soulignerons l'intérêt de la connaissance et de la maîtrise de ces effets en présentant d'un côté leur influence "négative" sur les propriétés spatiales ou sur la dynamique des lasers et de l'autre leur aspects "positifs" à travers différentes applications. Nous illustrerons ce dernier point en présentant l'influence de la variation de polarisabilité sur l'auto-déclenchement d'un laser à solide. Enfin, nous exposerons les différentes techniques expérimentales développées pour mesurer ces effets de population, ce qui nous amènera aux troisième et quatrième chapitres concernant directement les nouvelles méthodes mises au point durant cette thèse dans ce but.

2.1 Variations de l'indice de réfraction dans les lasers à solide

Avant de considérer en détails les effets de population, intéressons-nous à deux effets "classiques" induits dans les milieux laser qui ont été largement étudiés depuis plusieurs dizaines d'années mais qui suscitent encore un fort intérêt, du fait de leur impact sur le fonctionnement des lasers : l'effet de lentille thermique et l'effet Kerr optique. Ces effets nous permettrons par la suite de faire le parallèle avec les effets de population.

2.1.1 Effets thermiques dans les lasers à solide

Le pompage optique de matériaux laser est toujours accompagné d'un dépôt de chaleur dans le cristal, dû en majorité aux relaxations non-radiatives des ions dans leur état excité. Ce dépôt de chaleur provient donc dans ce cas de la différence entre l'énergie des photons à la longueur d'onde de pompe λ_p et l'énergie des photons à la longueur d'onde laser λ_l (défaut quantique). La variation de la température du cristal entraîne plusieurs effets dus à des mécanismes différents. Parmi ceux-ci nous pouvons citer :

- l'apparition de contraintes mécaniques causées par la distribution de température $T(r)$, sachant que la partie extérieure "froide" du cristal contraint l'expansion thermique de la partie centrale chaude. Cet effet peut résulter en une fracture du cristal si la charge thermique dans celui-ci est trop importante.
- la biréfringence induite dans le cristal, pouvant entraîner de la dépolarisation et ainsi dégrader la qualité du faisceau de sortie de la cavité laser.
- les variations de l'indice de réfraction, provenant d'effets photo-élastiques et de l'expansion thermique du matériau.

Dans le cadre de notre étude des mécanismes de variation de l'indice de réfraction, nous allons donc nous intéresser à ce dernier point. Afin d'illustrer ce cas, considérons un cristal laser cylindrique de rayon r_0 , refroidit sur sa surface extérieure, dans lequel la distribution de température $T(r)$ est donc purement radiale. Dans la suite, nous considérerons donc le cas d'un effet de lentille pur (sans aberration) correspondant à une charge thermique constante radialement, dont nous donnerons une expression simplifiée [46]. Sachant que ce cristal, dans lequel de la chaleur est déposée à un taux Q par unité de volume, a une conductivité thermique K , la distribution de température est donnée par l'équation de la chaleur :

$$\frac{d^2T(r)}{dr^2} + \left(\frac{1}{r}\right) \left(\frac{dT(r)}{dr}\right) + \frac{Q}{K} = 0 \quad (2.1)$$

Si $T(r_0)$ est la température à $r = r_0$ à la surface du barreau (condition aux limites), la solution de cette équation différentielle s'écrit comme :

$$T(r) = T(r_0) + \left(\frac{Q}{4K}\right) (r_0^2 - r^2) \quad (2.2)$$

Le profil de température a donc une forme parabolique et la chaleur Q générée par unité de volume s'exprime comme :

$$Q = \frac{P_h}{\pi r_0^2 L} \quad (2.3)$$

où P_h est la puissance totale dissipée dans le cristal et L sa longueur. La différence de température entre le centre du cristal et la surface extérieure est donc :

$$T(0) - T(r_0) = \frac{P_h}{4\pi K L} \quad (2.4)$$

Penchons-nous maintenant sur la variation de l'indice de réfraction inhérente à ce dépôt de chaleur. Cette variation $\Delta n(r)$ peut être séparée en une contribution purement thermique $\Delta n(r)_T$ et une contribution dépendant des contraintes mécaniques $\Delta n(r)_\epsilon$ (effet photoélastique). Le profil radial d'indice de réfraction dans le cristal est donc donné par

$$n(r) = n_0 + \Delta n(r)_T + \Delta n(r)_\epsilon \quad (2.5)$$

La variation d'indice due au profil de température peut donc s'exprimer comme :

$$\Delta n(r)_T = [T(r) - T(0)] \left(\frac{dn}{dT}\right) \quad (2.6)$$

A l'aide des Eqs. 2.2 et 2.3, nous obtenons donc :

$$\Delta n(r)_T = -\frac{Q}{4K} \frac{dn}{dT} r^2 \quad (2.7)$$

L'indice de réfraction varie donc de façon quadratique avec la coordonnée radiale r . Ainsi, un faisceau laser se propageant suivant l'axe de ce cristal subit une variation de phase quadratique, pouvant être assimilé à l'effet d'une lentille sphérique, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre. La variation d'indice due à l'effet photoélastique, calculée à l'aide des coefficients élasto-optiques du matériau [46], est donnée par :

$$\Delta n(r)_\epsilon = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_{r,\theta} r^2 \quad (2.8)$$

où α est le coefficient d'expansion thermique et $C_{r,\theta}$ est appelé constante photoélastique selon le travail de W. Koechner [46]. La variation d'indice totale peut donc maintenant s'écrire :

$$n(r) = n_0 \left[1 - \frac{Q}{2K} \left(\frac{1}{2n_0} \frac{dn}{dT} + n_0^2 \alpha C_{r,\theta} \right) r^2 \right] \quad (2.9)$$

Dans un milieu se comportant comme une lentille, l'indice de réfraction est donc supposé varier d'une façon quadratique de la forme [47] :

$$n(r) = n_0 \left(1 - \frac{2r^2}{B^2} \right) \quad (2.10)$$

où B traduit le degré de variation de l'indice de réfraction. La longueur focale de ce milieu est de façon générale [46, 48] de la forme :

$$f \simeq \frac{w^2}{4n_0L} \quad (2.11)$$

Ainsi, à partir des Eqs. 2.9 et 2.10, la longueur focale f_1 de la lentille due au profil de température et aux effets photoélastiques peut s'exprimer comme :

$$f_1 = \frac{K}{QL} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\theta} n_0^3 \right)^{-1} \quad (2.12)$$

Nous avons donc vu que le cristal se comporte comme une lentille sphérique de longueur focale f_{th} . Toutefois, afin d'exprimer correctement f_{th} , il faut aussi prendre en compte la distorsion mécanique longitudinale due aux effets thermique, et plus particulièrement la courbure de la face de sortie du cristal. En effet la face de sortie ne reste pas plane mais se bombe légèrement suite à l'effet thermique et cette déviation s'exprime comme :

$$l(r) = \alpha l_0 [T(r) - T(0)] \quad (2.13)$$

où l_0 est la largeur de la section sur laquelle l'effet d'expansion se produit. Avec $l_0 = r_0$ et Eq. 2.2, nous obtenons :

$$l(r) = \alpha r_0 \frac{Q}{4K} (r_0^2 - r^2) \quad (2.14)$$

La longueur focale de la lentille f_2 causée par la courbure de la face de sortie peut s'exprimer grâce à la formule des lentilles épaisses (Eq. 1.14) :

$$f_2 = \frac{R}{2(n_0 - 1)} \quad (2.15)$$

où le rayon de courbure est $R = -(d^2l/dr^2)^{-1}$. f_2 s'écrit alors :

$$f_2 = K[\alpha Q r_0 (n_0 - 1)]^{-1} \quad (2.16)$$

Nous pouvons maintenant exprimer la longueur focale de la lentille thermique f_{th} à partir de f_1 et f_2 :

$$f_{th}^{-1} = f_1^{-1} + f_2^{-1} \quad (2.17)$$

Soit :

$$f_{th} = \frac{KA}{P_h} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\theta} n_0^3 + \frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{L} \right)^{-1} \quad (2.18)$$

où A est la section du cristal.

Les effets thermiques peuvent donc fortement perturber le fonctionnement des lasers à solide, spécialement lorsqu'ils sont pompés par diode [49], avec l'apparition de lentilles dont les longueurs focales peuvent être très courtes (de l'ordre de quelques centimètres). De plus, ces effets thermiques engendrent dans le cas général de nombreuses aberrations dégradant de façon considérable les propriétés spatiales des faisceaux laser. Il est alors nécessaire de "nettoyer" ce faisceau, par exemple en faisant appel aux effets non-linéaires déjà présents dans le milieu, point sur lequel nous reviendrons par la suite.

2.1.2 Effet Kerr optique

Intéressons-nous maintenant à un effet non-linéaire très commun dans le domaine des lasers et dépendant de l'intensité de pompage : l'effet Kerr optique. Contrairement aux effets thermiques, cet effet de variation de l'indice de réfraction se produit sans absorption (interaction non-résonante) de la lumière par le cristal laser et peut être vu comme la réaction de dipôles électriques (formés par les électrons et les noyaux atomiques) à un champ électrique lumineux de forte intensité. Afin de comprendre son origine, rappelons que la réponse de la matière soumise à un champ électrique intense $\vec{E}(\vec{r}, t)$ est décrite par le vecteur polarisation $\vec{P}(\vec{r}, t)$ sous la forme :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(\vec{r}, t) + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(\vec{r}, t) + \dots \quad (2.19)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et $\chi^{(n)}$ la susceptibilité électrique du $n^{\text{ième}}$ ordre.

Lorsque l'intensité lumineuse est faible, seule la contribution d'ordre 1 est présente. En revanche, lorsque le champ électrique incident devient important (de l'ordre de 10^4 V.cm^{-1}), les contributions d'ordres supérieurs (principalement 2 et 3) deviennent non-négligeables. Les effets d'ordre 2 sont responsables par d'exemple de phénomènes tels que le doublage de fréquence ou le mélange à trois ondes. Dans le cas où le matériau est centro-symétrique (isotrope ou de symétrie cubique par exemple), le terme d'ordre 2 disparaît et le terme cubique d'ordre 3 devient prépondérant, pouvant entraîner des phénomènes tels que le triplage de fréquence ou justement l'effet Kerr optique.

La réponse d'un milieu non-linéaire du troisième ordre à un faisceau monochromatique de champ électrique $\mathcal{E}(t) = \text{Re}\{E(\omega) \exp(j\omega t)\}$ est une polarisation non-linéaire $P_{NL}(t)$ comportant une

composante à la fréquence ω et une autre à la fréquence 3ω :

$$P_{NL}(\omega) = 3\chi^{(3)}|E(\omega)|^2E(\omega) \quad (2.20)$$

$$P_{NL}(3\omega) = \chi^{(3)}E^3(\omega) \quad (2.21)$$

La composante d'ordre 3 correspond au triplage de fréquence alors que la composante à la fréquence ω correspond à une variation de la susceptibilité d'un facteur $\Delta\chi$ et par conséquent à une variation de l'indice de réfraction Δn (sachant que $n^2 = 1 + \chi$). Il est alors possible d'exprimer l'indice de réfraction total en fonction de l'intensité lumineuse comme :

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + n_2 I \quad (2.22)$$

Le coefficient n_2 (indice de réfraction non-linéaire) est compris entre 10^{-16} et $10^{-14} \text{ cm}^2/W$ pour les verres et peut atteindre $10^{-7} \text{ cm}^2/W$ pour les verres dopés voire $10^{-2} \text{ cm}^2/W$ pour certains semiconducteurs. Ainsi, si le profil d'intensité du faisceau d'excitation varie radialement de façon quadratique, un effet de lentille va être engendré. L'effet Kerr peut ainsi être utilisé dans un cristal laser intra-cavité pour générer des impulsions très courtes par ce que l'on appelle du verrouillage en fréquence par lentille de Kerr (*Kerr-lens mode-locking*).

2.2 Effets de population et variation de polarisabilité

Nous allons maintenant nous focaliser sur les effets de population, thématique au cœur de ce travail de thèse. Dans un premier temps, nous allons donc relier les variations d'indice de réfraction provoquées par le peuplement du niveau excité d'un matériau laser aux quantités microscopiques que sont les polarisabilités et sections efficaces d'absorption des niveaux excité et fondamental.

2.2.1 Origine microscopique des effets de population

Contrairement aux effets thermiques, les effets de population sont un phénomène assez peu étudié. Cette variation de l'indice de réfraction d'origine électronique due à l'excitation des ions actifs de la matrice a été constatée pour la première fois en 1966 lors de l'observation du décalage en fréquence d'un laser à rubis en fonction de sa puissance crête de sortie [50]. Il fut alors reporté que ce décalage était dû à une variation de l'indice de réfraction proportionnelle à la population dans l'état excité. Par la suite, cet effet fut attribué à une variation de la polarisabilité $\Delta\alpha_p$ des ions entre leur état excité et leur état fondamental provenant, dans le cas du rubis, d'un mécanisme de transfert de charge [51]. Cet effet de population attribué à $\Delta\alpha_p$ a ensuite été rencontré dans de nombreuses expériences d'interférométrie transitoire et de mélanges à 4 ondes [52–57],

particulièrement dans le cas de matériaux dopés Cr^{3+} .

Les variations de l'indice de réfraction dues à la polarisabilité des ions actifs peuvent être analysées en exprimant la susceptibilité comme :

$$\chi = \chi_m + N_g \alpha_{p,g} + N_{ex} \alpha_{p,ex} \quad (2.23)$$

où χ_m est la susceptibilité de la matrice hôte, $\alpha_{p,g}$ et $\alpha_{p,ex}$ sont respectivement les polarisabilités des ions dans l'état fondamental et dans l'état excité et N_g et N_{ex} sont respectivement les densités de population dans l'état fondamental et dans l'état excité.

Nous considérons que le matériau n'a qu'un seul état excité méta-stable dont le temps de vie est beaucoup plus long que pour les autres états excités. Ainsi, en régime continu, seuls l'état fondamental et cet état excité sont peuplés de façon significative. On peut alors écrire $N_t \simeq N_g + N_{ex}$, où N_t est la densité totale de population. C'est le cas par exemple du rubis ($Cr^{3+} : Al_2O_3$), qui sera étudié à plusieurs reprises dans ce manuscrit, lorsqu'il est pompé dans le vert en résonance avec la bande d'absorption 4T_2 , avec une relaxation rapide (de l'ordre de la picoseconde) vers le niveau méta-stable 2E .

Afin de relier la variation d'indice de réfraction à la population dans l'état excité, introduisons la formule de Clausius-Mossotti :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} (\chi_m + N_t \alpha_{p,g} + N_{ex} \Delta\alpha_p) \quad (2.24)$$

où $N_{ex} = N_t - N_g$ et $\Delta\alpha_p = \alpha_{p,ex} - \alpha_{p,g}$. L'indice de réfraction peut donc s'écrire comme $n = n_0 + \Delta n$, où n_0 est l'indice de réfraction du cristal lorsqu'il n'est pas pompé ($N_{ex} = 0$) et s'exprimant comme :

$$n_0^2 = 1 + 4\pi f_L (\chi_m + N_t \alpha_{p,g}) \quad (2.25)$$

où f_L est le facteur de champ local de Lorentz :

$$f_L = \frac{n_0^2 + 2}{3} \quad (2.26)$$

La variation d'indice Δn est proportionnelle à la variation de susceptibilité $\Delta\chi = \Delta\alpha_p N_{ex}$ due à la population dans l'état excité et s'exprime comme [52] :

$$\Delta n = \frac{2\pi}{n_0} N_{ex} f_L^2 \Delta\alpha_p \quad (2.27)$$

Si l'on se place dans le régime de pompe non-saturé, c'est-à-dire avec une intensité de pompe $I \ll I_s$, où I_s est l'intensité de saturation donnée par $I_s = h\nu/\sigma\tau$ (σ : section efficace d'absorption, τ :

temps de vie), alors la résolution des équations cinétiques permet d'obtenir la relation suivante [58, 59] :

$$N_{ex} \simeq N_t \times I/I_s \quad (2.28)$$

Ainsi, la variation d'indice Δn est directement proportionnelle à l'intensité de pompe et peut s'écrire, de la même façon que précédemment dans le cas de l'effet Kerr, $n = n_0 + n_2 I$ avec n_2 exprimé comme [58] :

$$n_2 = \frac{N_t}{I_s} \left(\frac{2\pi}{n_0} f_L^2 \Delta\alpha_p - i \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\sigma \right) \quad (2.29)$$

Cette équation considère le fait que n_2 a une partie imaginaire ($n_2 = n'_2 - in''_2$) prenant en compte l'effet de l'absorption dans l'état excité. Le coefficient d'absorption peut être exprimé comme :

$$\alpha = N_g \sigma_{gsa} + N_{ex} \sigma_{esa} \simeq N_t \sigma_{gsa} + N_{ex} \Delta\sigma \quad (2.30)$$

où $\Delta\sigma = \sigma_{esa} - \sigma_{gsa}$ est la différence entre les sections efficaces d'absorption dans l'état excité et dans l'état fondamental.

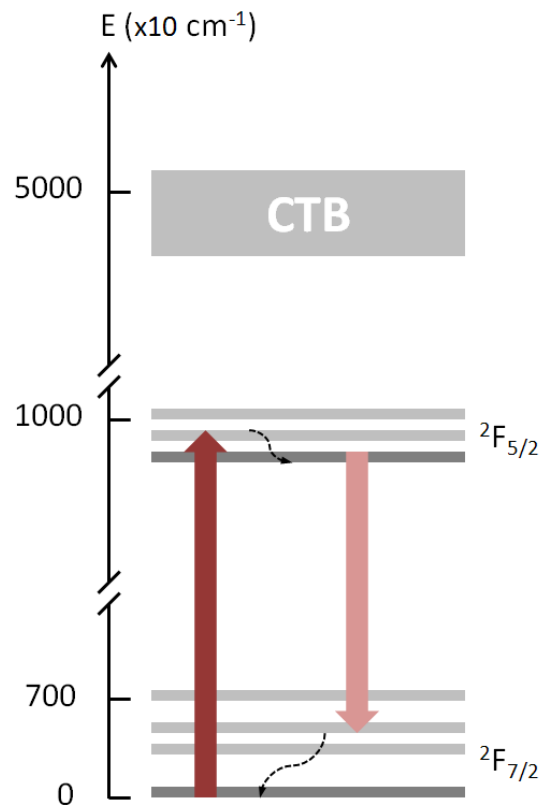


FIGURE 2.1 – Schéma des niveaux d'énergie de l'Yb :YAG [60]

Le modèle basé sur les bandes de transfert de charges¹ (CTB en anglais) proposé par D. Pohl [51] se place dans l'approximation d'un seul oscillateur, c'est-à-dire néglige les contributions de tous les autres états que les CTB. Ainsi, la polarisabilité dans l'état fondamental peut s'écrire :

$$\alpha_{p,g}(\bar{\nu}) = \frac{e^2}{m} \sum_j f_{jg} \frac{1}{\bar{\nu}_{jg}^2 - \bar{\nu}^2} \simeq \frac{e^2}{m} f_g \frac{1}{\bar{\nu}_{CT}^2 - \bar{\nu}^2} \quad (2.31)$$

où f_g représente la force d'oscillateur de la transition entre l'état fondamental et la CTB, $\bar{\nu}_{CT}$ l'énergie (en cm^{-1}) de la CTB ($\bar{\nu} = 1/\lambda$) et e et m sont respectivement la charge et la masse de l'électron. De la même façon, on peut considérer que la polarisabilité de l'état excité est proportionnelle à f_{ex} , la force d'oscillateur de la transition entre l'état excité et la CTB :

$$\alpha_{p,ex}(\bar{\nu}) \simeq \frac{e^2}{m} f_{ex} \frac{1}{(\bar{\nu}_{CT} - \bar{\nu}_{ex})^2 - \bar{\nu}^2} \quad (2.32)$$

où $\bar{\nu}_{ex}$ représente l'énergie de l'état excité. Ainsi, nous pouvons écrire la différence de polarisabilité $\Delta\alpha_p$ comme :

$$\Delta\alpha_p(\bar{\nu}) = \frac{e^2}{m} \left[\frac{f_{ex}}{(\bar{\nu}_{CT} - \bar{\nu}_{ex})^2 - \bar{\nu}^2} - \frac{f_g}{\bar{\nu}_{CT}^2 - \bar{\nu}^2} \right] \quad (2.33)$$

Cet effet purement dispersif peut donc avoir une influence importante sur le fonctionnement des lasers et amplificateurs, comme nous allons le voir dans la section suivante.

2.2.2 Influence des effets de populations sur le fonctionnement des lasers

Lors du pompage d'un cristal laser dans lequel les effets électroniques (de population) ne sont pas négligeables, la population du niveau méta-stable excité et par conséquent l'indice de réfraction vont suivre le profil spatial d'intensité imposé par le faisceau de pompe. Si ce faisceau est Gaussien, le profil d'indice de réfraction sera donc lui aussi Gaussien et ainsi assimilé à un profil quadratique, pouvant s'apparenter à un effet de lentille. Cette lentille de population peut donc avoir un impact conséquent sur le fonctionnement de certains laser mais peut aussi être mise à profit pour obtenir de nouveaux modes de fonctionnement.

2.2.2.1 Perturbations du fonctionnement des lasers

De nombreux travaux, à la fois théoriques et expérimentaux, ont montré que les effets de population pouvaient être non-négligeables dans différents cas, en particulier dans les matériaux laser dopés avec des ions de terres rares ou des ions de transition du groupe du fer. Par exemple, dans les matériaux dopés Ytterbium (Yb^{3+}) où le défaut quantique est relativement faible, les effets de population peuvent devenir considérables par rapport aux effets thermiques [61]. Dans

1. Il s'agit de bandes d'absorption très intenses situées dans l'UV, qui seront dans notre cas associées à un mécanisme de transfert de charges ligand vers métal (*LMCT : Ligand to Metal Charge Transfer*)

les cristaux et verres dopés Yb^{3+} , les effets électroniques peuvent même prédominer sur les effets thermiques [60, 62] jusqu'à être d'un ordre de grandeur plus élevé [63], en régime continu comme en régime pulsé. Dans les fibres optiques dopés Yb^{3+} , ces effets sont aussi observés et peuvent affecter leur comportement de façon importante [3, 64]. Dans les matériaux dopés Néodyme (Nd^{3+}), les effets de population peuvent être du même ordre de grandeur que les effets thermiques [4, 54, 65]. Ces effets sont encore plus prépondérants dans le cas des matériaux dopés Chrome (Cr^{3+}), où les valeurs de $\Delta\alpha_p$ sont beaucoup plus fortes que dans les matériaux dopés Yb ou Nd (par exemple, dans le cas du Cr :LiSAF, $\Delta\alpha_p = 3.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$ [66] alors que pour l'Yb :YAG, $\Delta\alpha_p = 2 \times 10^{-26} \text{ cm}^3$ [60]).

Les effets de population peuvent aussi influencer les propriétés spatio-temporelles des faisceaux en sortie de cavité laser. En effet, il a été montré récemment dans le cas de matériaux laser dopés Chrome que la lentille de population pouvait fortement dégrader le profil du faisceau de sortie d'une cavité fonctionnant en régime Q-switch et que ces effets électroniques pouvaient limiter les performances de certains lasers en termes d'énergie de sortie [5, 67]. De plus, la présence d'une lentille de population intra-cavité dépendante du temps va forcément perturber la divergence du faisceau laser de sortie [5, 68] durant la génération d'impulsions. Toutefois, comme nous le verrons par la suite, la mesure de cette divergence en champ lointain peut permettre de mesurer $\Delta\alpha_p$.

2.2.2.2 Utilisation des effets de population

Les effets de population ne sont cependant pas forcément négatifs pour le fonctionnement des lasers et peuvent être mis à profit dans diverses applications. Parmi celles-ci, nous pouvons citer les deux applications marquantes que sont le nettoyage et la combinaison de faisceaux, qui ont notamment été étudiées par *Thales Research and Technology* durant ces dernières années. Les sources lasers conventionnelles étant souvent limitées en énergie et en qualités en grande partie du fait de la présence d'effets thermiques importants, l'idée est d'utiliser les effets non-linéaires du milieu (en l'occurrence, les effets de population) pour corriger ces effets thermiques en inscrivant un hologramme dynamique de population dans le cristal laser. Ce genre de cavité laser auto-adaptative [22, 69–71] permet ainsi d'assurer une bonne qualité de faisceau (correction des aberrations thermiques) et de bonnes caractéristiques temporelle et spectrale. Il est aussi possible d'utiliser les effets de population pour réaliser du transfert d'énergie dans un processus de mélange à deux ondes. En effet, en utilisant la technique du réseau d'illumination mobile (réseau de population induit par la pompe dans le milieu), il est possible d'obtenir un transfert

d'énergie efficace d'un faisceau pompe vers un faisceau sonde [69, 72].

Afin d'illustrer l'importance de la connaissance des effets de population dans les lasers à solide, intéressons-nous maintenant à l'utilisation de ces effets électroniques pour le déclenchement d'un laser. Cette application, étudiée à plusieurs reprises au *CIMAP* [68, 73–75], trouve son origine dans une série d'observations faites en 1996 à l'*Institut Saint-Louis* [76, 77]. Il a en effet été montré qu'il était possible de faire fonctionner un laser Cr :LiSAF en mode déclenché (émission d'impulsions dans le domaine nanoseconde) sans ajouter de dispositif supplémentaire dans la cavité.

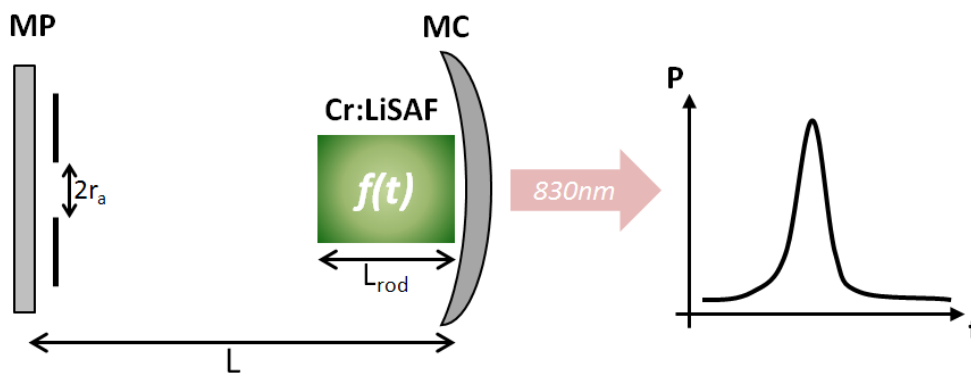


FIGURE 2.2 – Schéma de la cavité utilisée pour l'auto-déclenchement

Usuellement, pour obtenir un fonctionnement déclenché de type Q-switch (commutation des pertes), les pertes intra-cavité sont modulées à l'aide de dispositifs actifs (cristal électro-optique, acousto-optique...) ou passifs (absorbants saturables). Ici, seul un diaphragme intra-cavité est utilisé et des impulsions de quelques dizaines de milijoules sur une durée de quelques centaines de nanosecondes sont générées, nous pouvons alors parler d'auto-déclenchement. Le mécanisme de modulation des pertes provient en fait d'un effet de lentille de population créé dans le cristal et suivant la dynamique temporelle de l'inversion de population, changeant ainsi la géométrie du mode et donc sa taille sur le diaphragme, les pertes induites par celui-ci devenant donc dépendantes du temps. Nous nous proposons ici de poursuivre le travail de modélisation effectué précédemment afin d'étudier directement l'influence de $\Delta\alpha_p$ sur le fonctionnement du laser et sur les caractéristiques de l'impulsion de sortie.

Nous modélisons² une cavité plano-concave contenant un barreau laser de Cr :LiSAF pompé

2. Ce travail de modélisation a été réalisé en langage C++ à l'aide des bibliothèques scientifiques GSL (Gnu

par flash (pouvant être vu comme une lentille mince de longueur focale dépendant du temps notée $f(t)$) et un diaphragme. Le barreau est placé contre le miroir concave et le diaphragme contre le miroir plan. Nous décrivons la dynamique du laser à l'aide des équations cinétiques pour un système laser à quatre niveaux :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -N\Phi\sigma c - \frac{N}{\tau} + R_p(N_T - N) \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \Phi \left\{ N\tau c \varepsilon_1 - \frac{\delta}{t_R} \right\} + \frac{N}{\tau} \varepsilon_2 \quad (2.35)$$

où :

$\Phi(t)$: densité de photons (cm^{-3}),

$N(t)$: densité d'inversion de population (cm^{-3}),

$\sigma = 3.2 \times 10^{-20} cm^2$: section efficace d'émission stimulée,

$\tau = 67 \mu s$: durée de vie de l'état excité,

c : vitesse de la lumière dans le vide,

R_p : taux de pompage (s^{-1}),

$N_T = 1.3 \times 10^{20} cm^{-3}$: densité totale d'ions Cr^{3+} ,

$\varepsilon_1 = \frac{n_0 L_{rod}}{L + (n_0 - 1)L_{rod}}$: facteur prenant en compte le fait que le milieu actif n'occupe pas la cavité entière,

L_{rod} : épaisseur du barreau laser,

$n_0 \approx 1.4$: indice de réfraction du milieu laser,

δ : nombre de photons perdus par aller-retour dans la cavité (pertes de sortie, par absorption, par diffraction),

t_R : durée d'un aller-retour dans la cavité,

ε_2 : facteur prenant en compte la participation partielle de l'émission spontanée à l'oscillation laser.

Le barreau laser peut être vu comme un lentille mince de longueur focale $f(t)$, dépendant du temps et de la population du niveau excité, donnée par [68, 73, 74] :

$$f(t) = \frac{-w_c^2 \cdot n_0}{\pi \cdot f_L^2 \cdot N_T \cdot \Delta\alpha_p \cdot \beta(t) \cdot L_{rod}} \quad (2.36)$$

où :

w_c : rayon du mode laser sur le miroir concave,

$$\beta(t) = \frac{N_i - N(t)}{N_T},$$

N_i : inversion de population non saturée.

Le terme de pertes δ de l'équation 2.35 peut quant à lui s'exprimer comme :

$$\delta = -\ln(R_1 R_2 |\Gamma_0|^2) \quad (2.37)$$

où $1 - |\Gamma_0|^2$ peut être vu comme les pertes engendrées par le diaphragme sur un aller-retour.

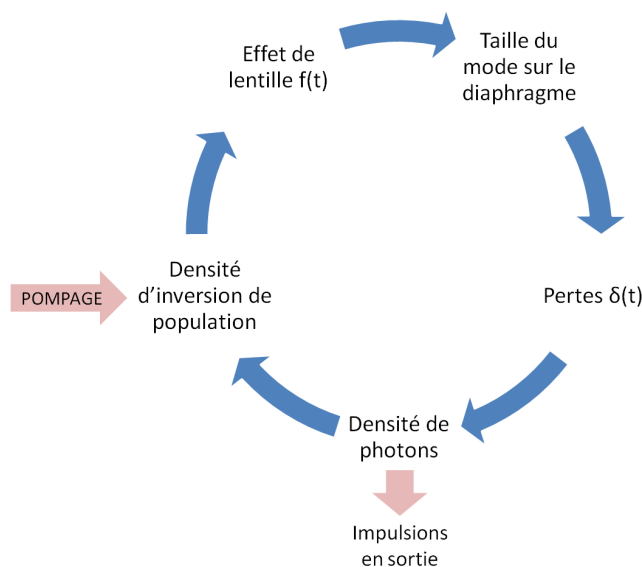


FIGURE 2.3 – Principe du fonctionnement de la cavité auto-déclenchée

Nous calculons ce terme δ par la méthode des polynômes de Laguerre-Gauss (voir Annexe B). R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion en intensité du miroir plan et du miroir concave.

Le principe de l'auto-déclenchement est donc le suivant (Fig. 2.3). Une fois le seuil d'oscillation du laser atteint, la saturation dans le milieu crée un profil radial d'inversion de population et ainsi une lentille (tous deux dépendant du temps) agissant sur la géométrie du mode laser et donc sur sa taille au niveau du diaphragme. Les pertes induites par le diaphragme sont donc dépendantes du temps et doivent être calculées en permanence dans notre modélisation. Une fois que les pertes ont changé, les densités de photons et d'inversion de population sont elles-aussi modifiées, conduisant à l'expression d'une nouvelle longueur focale et ainsi de suite. Nous avons donc un phénomène d'avalanche conduisant à la génération d'impulsions en sortie, l'évolution du système dépendant toutefois fortement des conditions initiales. Afin de gagner en efficacité dans le calcul des impulsions de sortie du laser, nous avons choisi dans un premier temps de calculer

le terme de pertes $|\Gamma_0|^2$ en fonction de $f(t)$ afin d'en donner une expression analytique. Nous effectuons donc ce calcul pour différentes configurations d'intérêt (en faisant varier la longueur de la cavité et le rayon du diaphragme) et ajustons les courbes obtenues (Fig. 2.4) à l'aide de l'expression suivante :

$$|\Gamma_0|^2 = y_0 + A_1 \exp\left(-\frac{f-x_0}{t_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{f-x_0}{t_2}\right) + A_3 \exp\left(-\frac{f-x_0}{t_3}\right) \quad (2.38)$$

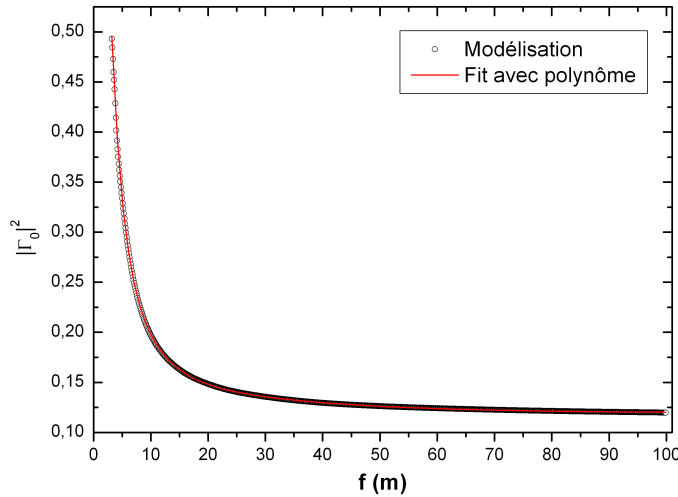


FIGURE 2.4 – Variation des pertes en fonction de la longueur focale

Cette expression est ensuite introduite dans le calcul de la dynamique du laser et permet de calculer rapidement la densité de photon en sortie du laser. Dans un deuxième temps, afin de fonctionner en commutation du gain ("gain switching"), on ajuste le taux de pompage R_p afin d'obtenir, pour une durée de pompage fixée, une impulsion unique en sortie dont on relève les caractéristiques temporelle et énergétique (Fig. 2.5). Comme démontré dans les études précédentes, la durée et l'énergie contenue dans l'impulsion dépendent fortement des caractéristiques de la cavité [68, 75]. Par exemple, plus le diaphragme intra-cavité est fermé, plus l'impulsion sera courte et intense, comme le montre la Fig. 2.6 présentant l'évolution de l'impulsion en fonction du paramètre de troncature initial $Y_i = w_p/r_A$ (w_p : rayon du mode laser sur le miroir plan ; r_A : rayon du diaphragme). De même, plus la cavité laser est longue, plus l'impulsion de sortie est courte et intense. Nous nous intéressons donc maintenant à l'impact de la valeur de la variation de polarisabilité $\Delta\alpha_p$ sur l'impulsion de sortie : existe-t-il une valeur optimale ou bien est-ce que plus cette valeur sera élevée, plus l'impulsion sera courte et intense ?

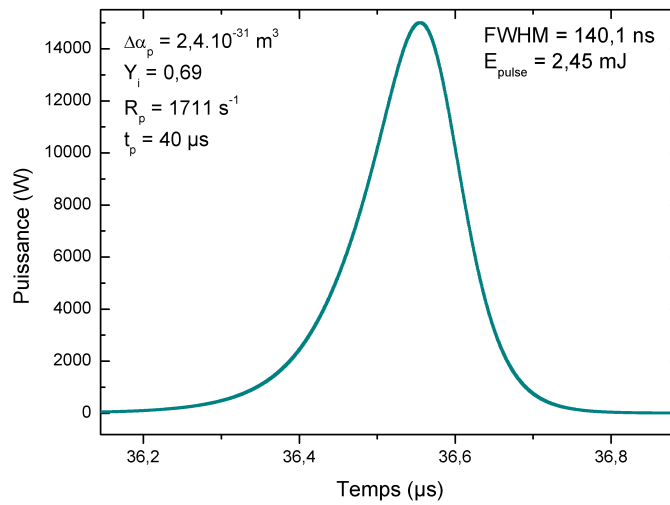
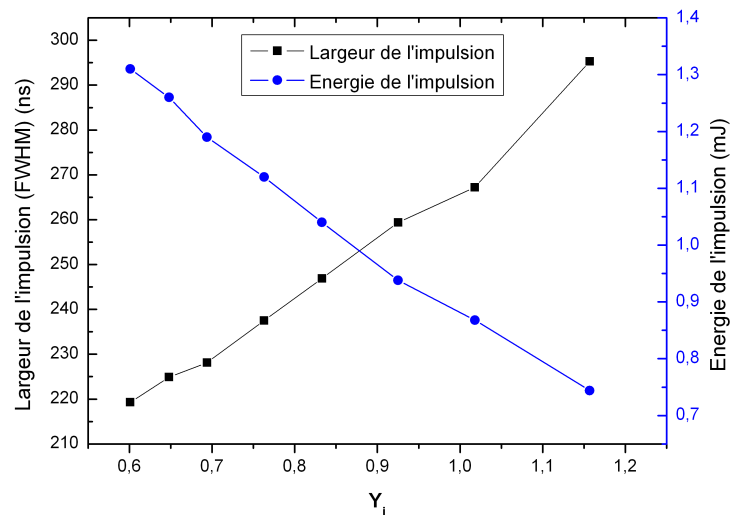


FIGURE 2.5 – Exemple d’impulsion obtenue à la sortie de la cavité auto-déclenchée

FIGURE 2.6 – Evolution des caractéristiques de l’impulsion de sortie en fonction du paramètre de troncature initial Y_i pour $\Delta\alpha_p = 1.6 \times 10^{-31} \text{ m}^3$

Nous faisons donc varier $\Delta\alpha_p$ tout en gardant les paramètres de la cavité constants (Y_i , g , R_c) et le taux de pompage quasi-constant (en fait, nous faisons varier très légèrement celui-ci afin de n’avoir qu’une seule impulsion). Les résultats sont reportés sur la figure 2.7. Nous voyons donc que plus la valeur de $\Delta\alpha_p$ est élevée, plus les impulsions sont courtes et intenses, l’effet de lentille étant plus fort. Toutefois, pour une cavité donnée, la valeur de $\Delta\alpha_p$ ne peut pas être augmentée indéfiniment, la cavité devenant instable lorsque l’effet de lentille est trop important

(le paramètre géométrique g de la cavité n'est plus compris entre 0 et 1). Plus la cavité est courte, plus des valeurs élevées de $\Delta\alpha_p$ sont tolérées mais cela au détriment de l'énergie et de la durée de l'impulsion de sortie. Ainsi, pour un matériau laser donné, il existe un jeu optimal des paramètres $\{\Delta\alpha_p, g, r_A\}$ permettant d'obtenir l'impulsion de sortie la plus courte contenant la plus grande énergie.

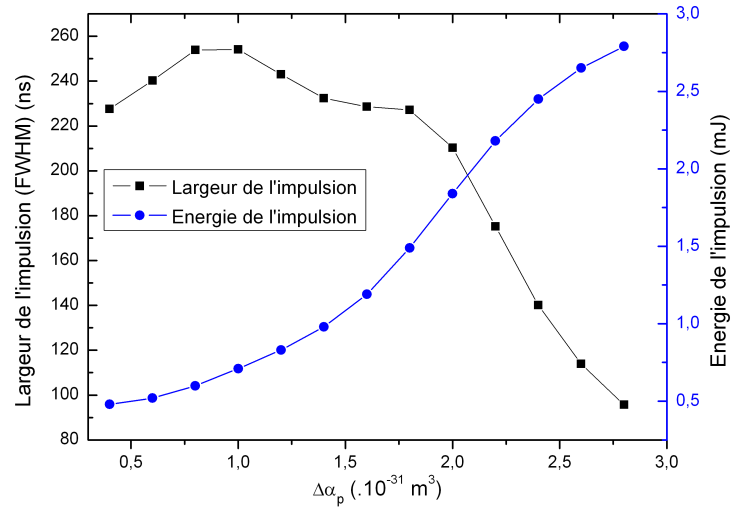


FIGURE 2.7 – Evolution des caractéristiques de l'impulsion de sortie en fonction de $\Delta\alpha_p$, pour $L = 1m$, $R_c = 1.5m$ et $Y_i = 0.69$

A travers cet exemple, nous constatons donc que la connaissance de $\Delta\alpha_p$ est prépondérante pour mieux appréhender le comportement des lasers à solides, notamment lorsque les cristaux lasers sont dopés avec des ions terres rares (Yb^{3+} , Nd^{3+}) ou des métaux de transition (Cr^{3+} , Ti^{3+}). C'est pourquoi différentes techniques, qui sont l'objet de la section suivante, ont été développées afin de pouvoir mesurer $\Delta\alpha_p$ et d'éventuellement donner son signe.

2.3 Techniques de mesure de variations de l'indice de réfraction

Dans cette dernière section, nous allons présenter une liste non-exhaustive des techniques expérimentales mises au point pour mesurer des variations de l'indice de réfraction induites par la pompe. Nous allons donc dans un premier temps présenter des techniques majoritairement dédiées à la mesure d'effets non-linéaires d'ordre 3 pour dans un deuxième temps exposer des méthodes particulièrement consacrées à la mesure d'effets de population.

2.3.1 Méthodes classiques

La mesure de faibles variations d'indice de réfraction induites par des effets non-linéaires ou thermiques est un domaine de permanentes recherches depuis les années 60. La liste des méthodes employées est donc longue [78, 79] et le lecteur pourra trouver une discussion détaillée des principales techniques dans l'ouvrage de R.L. Sutherland [80]. Parmi cette pléthore de solutions, certaines ont connu un grand succès et sont toujours utilisées. En voici une brève description.

Techniques à mélange d'ondes [55, 81–83]

Parmi ces techniques, nous pouvons prendre l'exemple du mélange à quatre ondes dégénérées (DFWM), l'une des méthodes les plus employées. Dans cette méthode, trois ondes lumineuses cohérentes sont incidentes sur le milieu à étudier et, par un processus non-linéaire, une quatrième onde est générée (onde conjuguée en phase). Il a été montré que l'intensité de cette onde est proportionnelle à la susceptibilité d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) du matériau, permettant ainsi sa mesure. Cette technique présente l'avantage d'une mesure relativement simple (le faisceau conjugué est bien séparé des autres), avec peu de contraintes sur l'échantillon ni sur le profil des faisceaux incidents (qui ne doit pas forcément être parfaitement Gaussien). En revanche, elle ne permet pas d'avoir les informations relatives aux parties imaginaire et réelle de $\chi^{(3)}$ et nécessite un très bon contrôle du recouvrement entre les trois faisceaux incidents.

Techniques interférométriques [84–87]

Il existe différentes méthodes interférométriques permettant de mesurer l'indice de réfraction non-linéaire et toutes sont basées sur l'interférence de deux faisceaux (ou plus), dont l'un a subi une variation de phase dépendant de l'intensité lumineuse dans le matériau. L'une des méthodes les plus employées est basée sur un interféromètre de Mach-Zehnder [88] : l'échantillon non-linéaire est placé dans l'un de ses bras et un matériau référence dans l'autre bras. Il est alors possible d'obtenir l'indice de réfraction non-linéaire en étudiant les distorsions des franges de la figure d'interférence en fonction de l'intensité des faisceaux. La principale limitation de ce dispositif (hormis l'ajustement des chemins optiques des deux bras) réside dans donc la résolution de la caméra utilisée pour enregistrer les franges, restreignant la précision de la mesure. Une autre technique interférométrique originale consiste à utiliser la déflectométrie de Moiré, c'est-à-dire l'interférence entre des faisceaux passant par des réseaux en transmission [89, 90].

Techniques basées sur la distorsion des faisceaux [91–95]

Ce groupe de techniques englobe toutes les méthodes utilisant la déformation d'un faisceau

sonde ou du faisceau de pompe lui même lorsqu'il subit l'effet non-linéaire en se propageant dans le matériau (auto-focalisation) pour déduire la variation d'indice de réfraction induite dans celui-ci. Parmi celles-ci, nous pouvons par exemple citer les méthodes basées sur la déviation du faisceau pompe-sonde par l'échantillon (effet de prisme induit) [96]. Néanmoins, la technique la plus célèbre et la plus utilisée est sans doute la méthode Z-scan, à laquelle est dédié le chapitre suivant.

2.3.2 Méthodes dédiées aux effets de population

Parmi les techniques mentionnées précédemment, certaines sont applicables à la mesure de $\Delta\alpha_p$ (méthode interférométrique et surtout technique Z-scan) mais d'autres méthodes ont été spécifiquement conçues pour quantifier les effets de population. Nous nous proposons ici de détailler deux techniques de type pompe-sonde, l'une de diffractométrie et l'autre d'interférométrie (Fig. 2.8) ainsi qu'une technique basée sur une mesure de divergence. Ces méthodes, respectivement utilisées au Stepanov Institute of Physics de Minsk (Prof. E. Ivakin) et à l'Institute of Applied Physics de Nizhny-Novgorod (Dr. O.L. Antipov), ont été étudiées récemment au CIMAP dans le cadre de la thèse de R. Soulard [69] pour la mesure de $\Delta\alpha_p$ dans des matériaux dopés Yb^{3+} et Nd^{3+} .

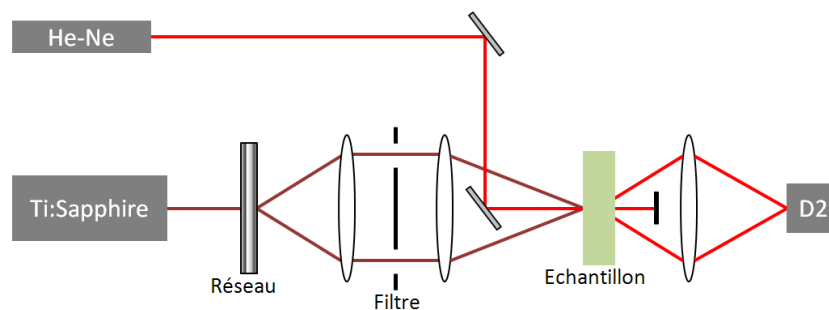


FIGURE 2.8 – Diffractométrie transitoire

Diffractométrie en régime transitoire [97, 98]

Dans cette technique, on divise le faisceau de pompe en deux parties qui sont ensuite recombinaées dans le cristal pour former un réseau sinusoïdal de population. Un faisceau sonde est ensuite utilisé pour lire l'effet de population en étant diffracté par le réseau d'indice avec une efficacité de diffraction proportionnelle au carré de la variation d'indice induite par l'impulsion de pompe. La valeur de $\Delta\alpha_p$ est alors accessible (mais pas son signe). Cette méthode atteint une sensibilité de $\lambda/1000$ et il est possible de s'affranchir des effets thermiques en les modélisant et en étudiant

la dynamique de retour à l'équilibre du système mais reste assez difficile à mettre en œuvre.

Interférométrie en régime transitoire [4, 63, 98]

Cette méthode est basée sur un interféromètre de Jamin-Lebedev (interféromètre en polarisation) : les deux bras de l'interféromètre sont colinéaires, très proches et traversent le cristal à analyser, permettant ainsi de s'affranchir d'effets parasites. L'un des deux bras traverse la région pompée du cristal, le faisceau sonde y subit donc une variation de phase due aux effets de population et interfère avec le faisceau provenant du bras non-pompé lorsqu'ils sont recombinaés avec un prisme de Glan-Taylor. En séparant de nouveau ces deux ondes en polarisation, il est alors possible de mesurer le déphasage induit par la variation d'indice puis d'en déduire la variation de polarisabilité $\Delta\alpha_p$. Cette technique permet d'atteindre une sensibilité de $\lambda/5000$ pour la mesure de la variation d'indice mais ne permet en revanche pas de donner le signe de $\Delta\alpha_p$ et tout comme la précédente, la séparation des contributions thermique et électronique à l'indice de réfraction est réalisé à l'aide d'un modèle.

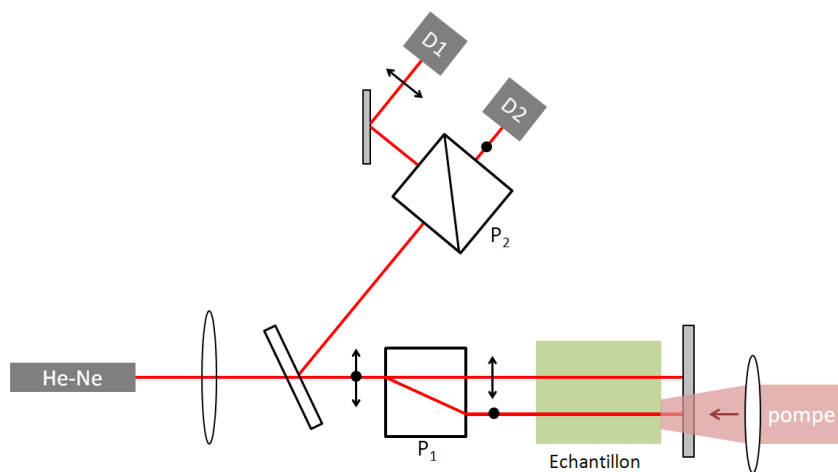


FIGURE 2.9 – Interférométrie transitoire

Mesure de divergence en champ lointain

Dans le cas de la cavité plano-concave considérée précédemment pour l'auto-déclenchement, le beam-waist est donc situé sur le miroir plan (largeur W_p). La divergence du faisceau laser dans le champ lointain est dépendante du temps du fait de la lentille de population dépendante du temps et est donnée par :

$$\theta(t) = \frac{\lambda}{\pi W_p(t)} \quad (2.39)$$

Si l'on mesure cette quantité avec un diagnostic de divergence à l'instant précis où chacune des impulsions de relaxation est émise (*i.e.* les instants pour lesquels la densité d'inversion de

population prend sa valeur de seuil), il est alors possible, connaissant la densité d'inversion de population non-saturée, de déterminer la valeur de $\Delta\alpha_p$ [68]. Cette mesure a été effectuée durant la thèse de N. Passilly dans le cas du Cr:LiSAF sur un train d'impulsions (Fig. 2.11) ainsi que sur une impulsion unique. Le dispositif expérimental utilisé, présenté sur la Fig. 2.10, est un diagnostic de divergence constitué de deux voies. L'une est basée sur un stop (disque opaque) et permet ainsi de mesurer la puissance contenue dans les ailes du faisceau laser alors que l'autre permet de mesurer la puissance totale contenue dans les impulsions. Les tensions mesurées sur les deux voies permettent aisément de remonter à l'évolution temporelle de la divergence puis à la valeur de $\Delta\alpha_p$.

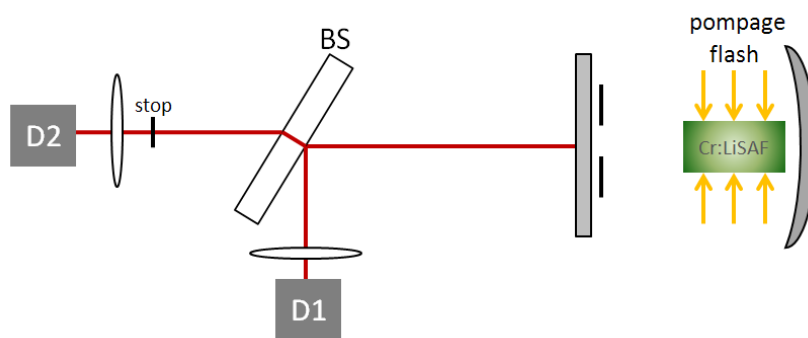
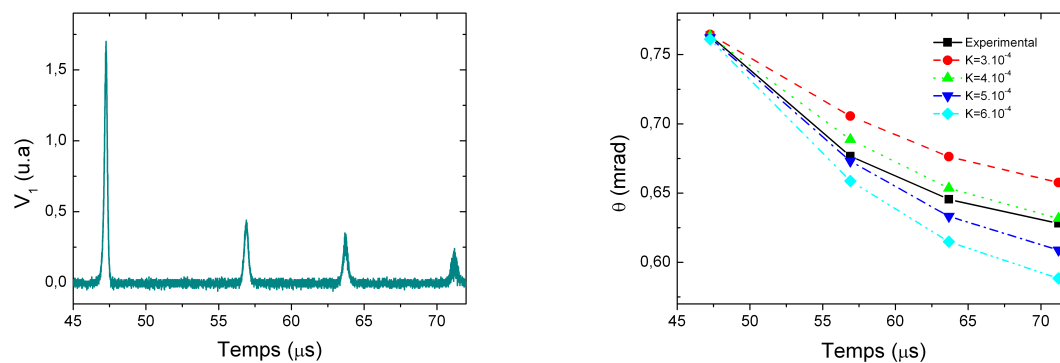


FIGURE 2.10 – Diagnostic de divergence



(a) Signal correspondant à un train d'impulsions de relaxation
 (b) Evolution de la divergence du faisceau au cours du temps, impulsion par impulsion

FIGURE 2.11 – Divergence du faisceau laser lors d'un train d'impulsions de relaxation

2.4 Perte de corrélation transverse d'un faisceau Gaussien

Les techniques de mesure de variations d'indice basées sur un stop ou sur un diaphragme ont des sensibilités différentes mais doivent conduire à la même mesure de longueur focale sachant que la puissance contenue dans les ailes d'un faisceau Gaussien est corrélée à celle contenue dans son centre, supposant que le profil d'indice sondé est d'allure parabolique. Cette corrélation transverse signifie donc que les puissances dans les ailes et le centre sont complémentaires : si l'une augmente à cause d'une variation de la divergence du faisceau, l'autre diminue. Dans cette dernière section de ce chapitre, nous allons nous intéresser à un concept introduit récemment [99] et étudié durant ce travail de thèse : la perte de corrélation transverse entre le centre et les ailes d'un faisceau Gaussien. Il a en effet été montré que les fractions de puissance contenues dans la partie centrale et dans les ailes d'un faisceau Gaussien tronqué ("clipping" d'amplitude) dans son champ proche n'étaient plus nécessairement corrélées, pouvant conduire à d'importantes erreurs lors de la mesure d'un effet de lentille. Dans la suite, nous allons considérer ce phénomène à travers deux exemples. Dans un premier temps, nous poursuivrons le travail étudié dans [99] concernant la mesure d'un effet de lentille de population avec un diagnostic de divergence et examinerons l'impact du phénomène de perte de corrélation transverse sur cette mesure³. Dans un deuxième temps, nous considérerons cet effet non plus dans le cas d'une troncature d'amplitude mais en présence d'aberrations de phase, lorsque le profil sondé n'est plus parabolique. Ainsi, nous montrerons que si la corrélation transverse entre les ailes et le centre du faisceau disparaît, toute mesure d'effet de lentille ou de variation de divergence est potentiellement fautive.

2.4.1 Décorrélation transverse dans le cas d'une troncature d'amplitude

Dans le cadre de la mesure de $\Delta\alpha_p$ dans le rubis, une expérience basée sur un diagnostic de divergence, similaire à celle présentée sur la Fig. 2.10, a été mise en place. Cette expérience peut être séparée en deux parties. La première est constituée d'un barreau de rubis ($6.35\text{mm} \times 120\text{mm}$, dopés à 0.05% en ions Cr^{3+}) monté dans un tête laser refroidie à eau (Quantel SF312-06), pompé à l'aide de quatre lampes flash linéaires et placé dans une cavité plano-concave ($R_c = 5\text{ m}$ et $R = 28\%$ pour le miroir concave) de longueur $L = 50\text{ cm}$. Un diaphragme est inséré dans la cavité pour forcer l'oscillation sur le mode fondamental Gaussien. La seconde partie est un diagnostic de divergence basé sur un stop de rayon r_S placé en champ lointain (à $z = 4\text{ m}$ de la sortie du laser). L'objectif de cette expérience est donc de suivre l'effet de lentille de population ayant lieu dans le barreau laser en mesurant en fonction du temps la divergence en champ lointain (Eq.

3. Ce travail a été réalisé en collaboration avec le *Centre de Développement des Technologies Avancées, division des Milieux Ionisés et Lasers* à Alger

2.39). Le détecteur D_1 donne un signal V_1 dépendant du temps et proportionnel à la puissance des impulsions du laser et le détecteur D_2 donne le signal V_2 mesuré derrière le stop. Ainsi, le rapport V_2/V_1 est proportionnel à la transmission du stop $T_S = \exp[-r_S^2/W^2(z)]$ (rapport des puissances incidente et transmise). La connaissance de T_S permet ainsi de déterminer $W(z)$ et finalement la divergence $\theta = W(z)/z$. L'évolution temporelle de la demi-divergence est alors donnée par :

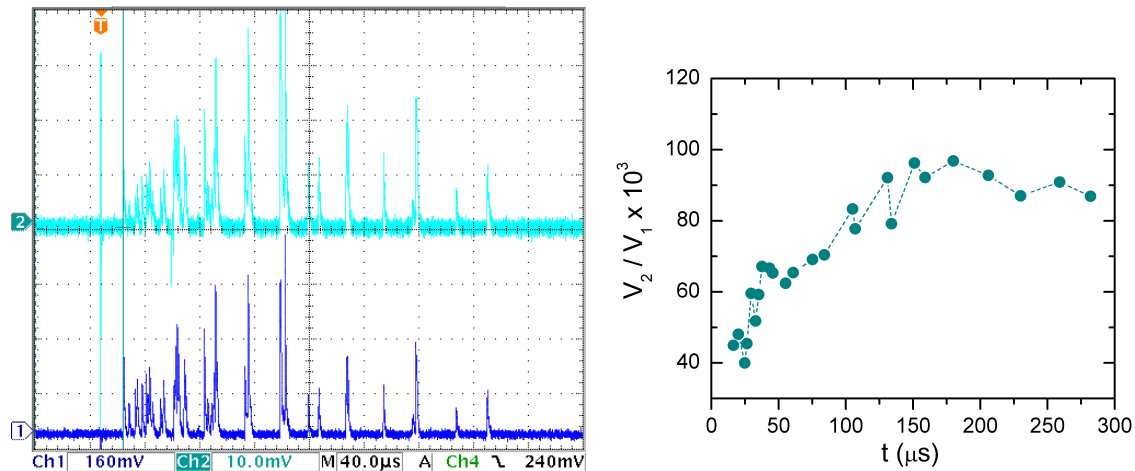
$$\theta(t) = \frac{r_S}{z} \left(\frac{-2}{\ln \left[\frac{1}{K} \frac{V_2(t)}{V_1(t)} \right]} \right)^{1/2} \quad (2.40)$$

où K est une constante déterminée à partir de la calibration des deux bras du diagnostic [68].

Le dispositif peut évidemment aussi fonctionner avec un diaphragme de rayon r_D à la place du stop. Cependant, la technique basée sur le stop a été utilisée pour les raisons suivantes : si nous considérons par exemple une petite variation du rapport r_S/W d'environ 1.4 à 1.42, correspondant à une variation relative de divergence d'environ 1.5%, cela engendre une variation relative $\Delta T_S/T_S$ d'environ 10%. Si le stop est remplacé par un diaphragme de même diamètre, la même variation relative de divergence causera un $\Delta T_S/T_S$ de seulement 0.2%. Cela signifie que la détection des variations de la puissance contenue dans les ailes d'un faisceau Gaussien est plus sensible que dans son centre (*i.e.* plus sensible avec un stop qu'avec un diaphragme).

Les évolutions temporelles des signaux V_1 et V_2 et de leur rapport V_2/V_1 sont reportées sur les Figs. 2.12(a) et 2.12(b). Nous observons ainsi que le rapport V_2/V_1 augmente au cours du temps, signifiant que la divergence augmente elle aussi. D'après les expressions précédentes, il a ainsi été conclu que $\Delta\alpha_p$ est négatif. La mesure de V_2/V_1 conduit en effet à $\Delta\alpha_p = -3.7 \times 10^{-26} \text{ cm}^{-3}$. Ce résultat est très différent (en signe et valeur) de ceux reportés précédemment par différentes techniques ($\Delta\alpha_p = 2.2 \times 10^{-25} \text{ cm}^{-3}$) [52, 100, 101].

La possibilité d'avoir des effets thermiques perturbant la mesure a donc été évaluée : le train d'impulsions laser considéré dans l'expérience de divergence dure environ 300 μs , les impulsions laser ayant lieu toutes les 30 s. La durée de l'impulsion de pompe est d'environ 400 μs (FWHM) avec un piedestal de 1 ms. Par conséquent, le processus de pompe est basé sur une impulsion de pompe isolée donnant naissance à un profil thermique transitoire résultant d'un processus d'échauffement rapide induit par la pompe (pendant l'impulsion de pompe) suivi d'un retour lent du barreau à l'équilibre thermique. Cette situation particulière (opération à impulsion unique) est détaillée dans le Chapitre 7 du livre de W. Koechner [46]. La conclusion est qu'à la fin de l'impulsion de pompe (pendant l'impulsion laser), la température du barreau laser augmente



(a) Evolution temporelle des signaux V_1 (en haut) et V_2 (en bas)
(b) Evolution temporelle expérimentale du rapport V_2/V_1

FIGURE 2.12 – Évolution temporelle des signaux détectés sur les deux voies.

uniformément de ΔT par rapport à la température du refroidissement dans le cas d'une absorption uniforme de la pompe. L'uniformité de la pompe ayant été vérifiée expérimentalement, nous pouvons conclure qu'aucun effet de lentille thermique ne se produit durant l'émission laser et par conséquent, la dynamique de divergence observée sur la figure 2.12(b) n'est due qu'à un effet de lentille électronique (population). Il faut donc comprendre pourquoi le diagnostic de divergence basé sur un stop nous a conduit à une mesure erronée.

Il a été montré que la corrélation entre la proportion de puissance contenue dans les ailes

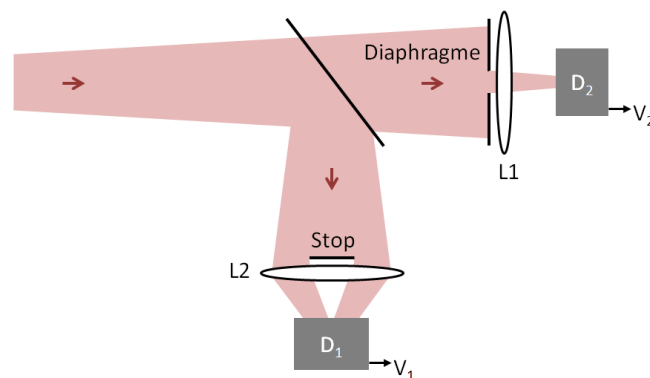


FIGURE 2.13 – Diagnostic de divergence basé sur un stop et un diaphragme

et le centre du faisceau en champ lointain pouvait disparaître lorsque le faisceau se trouvait tronqué dans son champ proche [99]. En effet, nous avons considéré un faisceau Gaussien de rayon au beam-waist w_0 et donc de divergence $\theta_0 = \lambda/(\pi w_0)$ tronqué par un diaphragme de rayon ρ_0 placé au beam-waist. Les variations θ_D et θ_S données par le diaphragme et le stop

(pour un montage tel que celui présenté sur la Fig. 2.13) sont représentées en fonction de w_0 sur la Fig. 2.14 (où l'évolution de θ_0 est présentée en tant que référence). Ces divergences angulaires sont données, pour un stop (de transmission T_S) et un diaphragme (de transmission T_D) placés à une distance L du plan du beam-waist, par :

$$\theta_D = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{-2r_D^2}{\ln(1 - T_D)}} \quad (2.41)$$

$$\theta_S = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{-2r_S^2}{\ln(T_S)}} \quad (2.42)$$

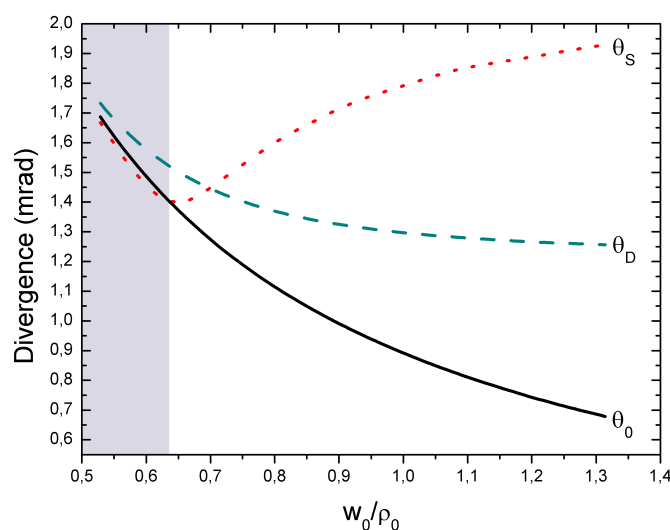


FIGURE 2.14 – Variations des divergences données par les différents diagnostics en fonction de la troncature subie par le faisceau.

A partir de cette figure, nous pouvons conclure que tant que la troncature reste négligeable (partie grisée sur la figure), les deux diagnostics de divergence indiquent que la divergence du faisceau diminue, conformément à θ_0 . Cependant, lorsque la troncature devient importante (à droite de la partie grisée), la courbe θ_S (resp. θ_D) montre que la divergence augmente (resp. diminue) alors que θ_0 diminue. Il n'y a donc plus de corrélation entre les deux mesures. Par conséquent, nous pouvons maintenant conclure que dans l'expérience que nous avons menée précédemment avec le laser à rubis, nous avons en fait affaire à une troncature dans le champ proche du faisceau conduisant à une mauvaise interprétation des résultats.

Nous pouvons en effet remarquer qu'un diaphragme intra-cavité a été inséré près du miroir de sortie du laser à rubis afin d'assurer une oscillation sur le mode Gaussien. Ainsi, il est fortement probable que le faisceau laser subisse une troncature dans son champ proche. L'allure transverse

d'un faisceau Gaussien diffracté par un diaphragme présente des oscillations caractéristiques en champ proche et devient de forme Gaussienne mais élargie en champ lointain. Ainsi, pour savoir si le faisceau est sujet à une troncature ou non, il faut mesurer sa distribution d'intensité quelque part dans son champ proche [102]. Ce dernier s'étend du miroir de sortie du laser à la distance caractéristique $z_0 = \rho_0^2/\lambda$, où $\rho_0 = 1$ mm est le rayon du diaphragme et $\lambda = 694.3$ nm la longueur d'onde du laser à rubis. Nous obtenons $z_0 = 1.5$ m et enregistrons donc le profil transverse à la distance $z = 0.13$ m afin d'être dans le champ proche. Il nous faut alors enregistrer l'évolution du profil d'intensité durant le temps d'un train d'impulsions tel que celui présenté sur la figure 2.12(a). Nous nous attendons ainsi à observer une déformation du profil dépendant du temps due à une troncature elle-même dépendant du temps. Les profils transverse d'intensité ont ainsi été enregistré pour trois impulsions : la première puis deux autres à $t = 10 \mu s$ et $t = 160 \mu s$.

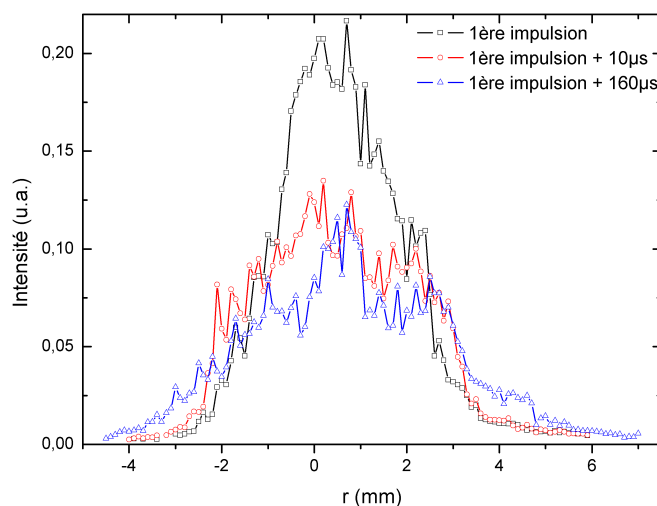


FIGURE 2.15 – Profils d'intensité enregistrés dans le champ proche

Les profils observés sont reportés sur la Fig. 2.15. Notons que bien que le comportement relaxé du laser soit caractérisé par des impulsions erratiques, les profils d'intensité reportés sur la Fig. 2.15 sont parfaitement reproductibles : la première impulsion est quasi-Gaussienne alors que les suivantes sont de plus en plus déformées. Cela signifie que la troncature évolue de pic à pic et augmente avec le temps. L'effet résultant est équivalent à un rayon au beam-waist qui augmente et donc à une divergence en champ lointain qui diminue avec le temps. Cela a aussi été confirmé en étudiant le profil d'intensité en champ lointain. Dans ce cas, le profil d'intensité du faisceau est quasi-Gaussien, sans oscillation, et de largeur w . La divergence en champ lointain est alors déduite comme $\theta = w/L$, et nous pouvons montrer, comme représenté sur la Fig. 2.16 pour une distance $L = 10$ m, que la divergence du faisceau laser décroît effectivement avec le

temps. Cette conclusion est opposée à celle obtenue à partir du diagnostic de divergence basé sur un stop (Fig. 2.12(b)).

Ces résultats expérimentaux illustrent parfaitement le concept de perte de corrélation transverse entre le centre et les ailes d'un faisceau subissant du clipping dans son champ proche. L'augmentation avec le temps du rayon au beam-waist (*i.e.* la diminution de la divergence) peut ainsi être attribuée à un effet de population divergent et ainsi à une variation d'indice de réfraction positive et donc à une différence de polarisabilité $\Delta\alpha_p$ positive. Cet exemple permet aussi de souligner les précautions expérimentales à prendre lors de l'utilisation d'un diagnostic de divergence basé sur un stop, la présence de clipping dans le champ proche du faisceau sonde pouvant conduire à une mauvaise interprétation du signe de la variation d'indice de réfraction.

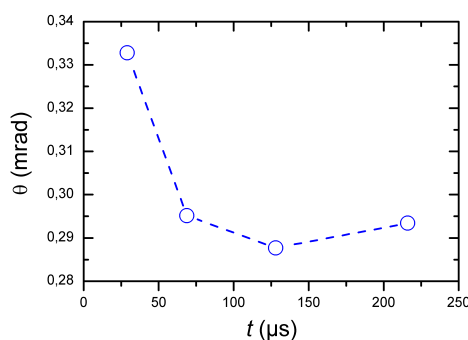


FIGURE 2.16 – Variation temporelle de la divergence du laser à Rubis déduite à partir des profils d'intensité en champ lointain

2.4.2 Effet d'aberrations de phase sur la mesure de divergence

Nous nous intéressons maintenant au cas où le faisceau pompe-sonde Gaussien subit des aberrations de phase (*i.e.* le profil de phase sondé n'est plus quadratique mais suit une loi plus compliquée). Ce genre d'effet (lentille aberrée) est par exemple rencontré dans les lasers à solide pompé par diodes de fortes puissances (effets thermiques). Il a par exemple été observé qu'un pompage latéral pouvait conduire à la génération d'un axicon thermique, *i.e.* le cristal est caractérisé par un profil de transmission en phase de la forme d'un axicon [103] ($\tau(\rho) = \exp[-iA\rho]$), ou à la génération d'un effet de lentille induisant une aberration sphérique [104]. Dans la suite, nous allons ainsi considérer un déphasage de la forme :

$$\phi(\rho) = A_1\rho + A_2\rho^2 + A_3\rho^3 \quad (2.43)$$

où ρ est la coordonnée radiale. Nous allons tout d'abord traiter ce problème d'un point de vue théorique puis confronter les résultats obtenus à l'expérience en utilisant un modulateur spatial

de lumière (Spatial Light Modulator, SLM) afin d'introduire les aberrations en question.

2.4.2.1 Étude théorique

La transmission d'un diaphragme de rayon r_D ou d'un stop de rayon r_S placé dans le champ lointain à une distance L est exprimée comme le rapport de puissances suivant :

$$\bar{T} = \frac{\int_a^b |E_d(r, L)|^2 r dr}{\int_0^\infty |E_d(r, L)|^2 r dr} \quad (2.44)$$

où r est la coordonnée radiale dans le plan $Z = L$, $a = 0$ (resp. $a = r_s$) et $b = r_D$ (resp. $b = \infty$) pour le diaphragme (resp. stop). Le champ électrique du faisceau Gaussien incident sur la lentille aberrée est donnée par l'Eq. 1.15. Ce faisceau Gaussien diffracte sur le profil de phase $\phi(\rho)$, et la distribution du champ diffracté résultant $E_d(r, L)$, comme nous l'avons vu précédemment, est donné dans le plan $z = L$ par l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff :

$$E_d(r, L) = \frac{2\pi}{\lambda L} \int_0^\infty \exp[-i\phi(\rho)] E_{in}(\rho, 0) \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2L}\right) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda L} r\rho\right) \rho d\rho \quad (2.45)$$

L'effet de chaque aberration pure $\phi_j = A_j \rho^j$ ($j = 1$ à 3) sur le phénomène de perte de corrélation transverse doit donc être caractérisé. Dans ce but, nous allons observer l'évolution du rapport θ_D/θ_S en fonction des coefficients A_j . Afin de rendre possible la comparaison de l'effet de chaque aberration avec ce rapport, nous imposons la condition suivante :

$$\phi_1(\rho_{max}) = \phi_2(\rho_{max}) = \phi_3(\rho_{max}) = \phi_0 \quad (2.46)$$

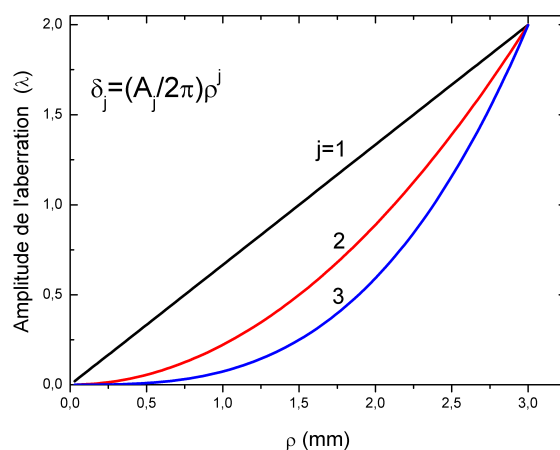


FIGURE 2.17 – Variation de l'amplitude de l'aberration en fonction de la coordonnée radiale

Nous postulons que l'aberration est placée dans le plan du beam-waist de rayon $w_0 = 1.5$ mm. La valeur de ρ_{max} est arbitrairement fixée à deux fois le rayon du faisceau incident ($\rho_{max} =$

$2w_0$), où l'intensité est seulement 0.03% de la valeur sur l'axe. Dans la suite, nous exprimerons l'aberration ϕ_0 en nombre de longueur d'onde équivalentes donné par le rapport $\delta_0 = \phi_0/2\pi$. Les variations de l'amplitude de l'aberration $\delta_j(\rho) = \phi_j(\rho)/(2\pi)$ en fonction de la coordonnée radiale ρ pour $\delta_0 = 2\lambda$ sont tracées sur la Fig. 2.17. Les diagnostics de divergence basés sur le stop ou le diaphragme sont placés en champ lointain à la distance $L = 10$ m du beam-waist du faisceau sonde incident contenant l'aberration de phase $\phi(\rho)$. Les rayons du diaphragme et du stop sont choisis de façon à ce que leur transmission initiale (sans aberration de phase, *i.e.* $\phi(\rho)=0$) soit égale à celle qui sera par la suite utilisée dans l'expérience (valeur accessible expérimentalement : 22%).

a) $\phi_2(\rho) = A_2\rho^2$

Nous devons tout d'abord vérifier que le rapport θ_D/θ_S pour $\phi(\rho) = A_2\rho^2$ est égal à l'unité quelle que soit la valeur de A_2 . Le profil de phase étant quadratique, il correspond ainsi à un effet de lentille pur. Par conséquent, le faisceau sonde Gaussien reste Gaussien après traversée du profil de phase $\phi_2(\rho) = A_2\rho^2$ et la corrélation transverse reste totale, *i.e.* $\theta_D = \theta_S$. Pour $\delta_0 = 2\lambda$, la figure 2.18 montre que le rapport θ_D/θ_S est égal à un quel que soit A_2 .

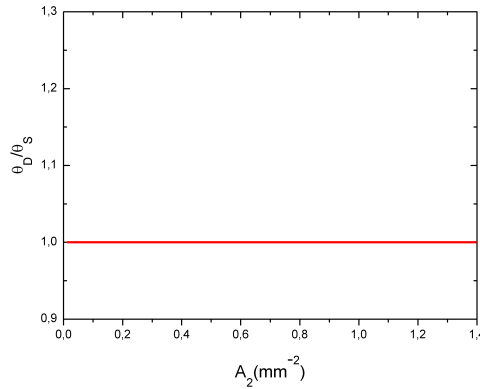
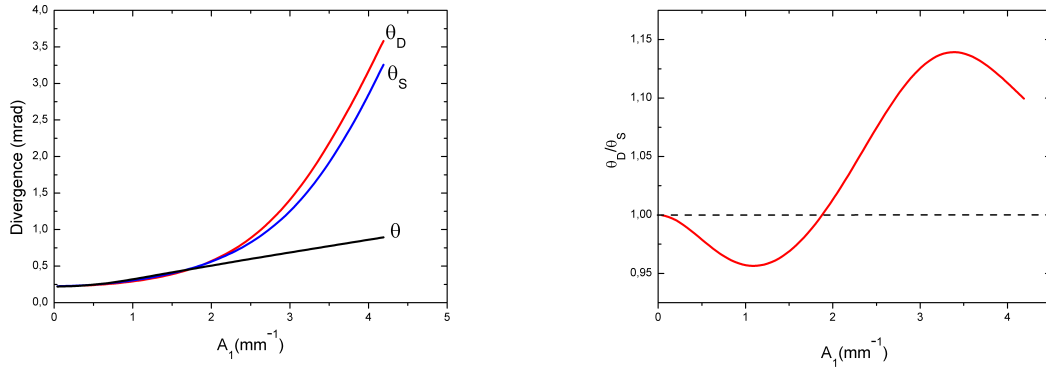


FIGURE 2.18 – Variation du rapport des divergence θ_D/θ_S pour un faisceau Gaussien traversant une distribution de phase $\phi_2(\rho) = A_2\rho^2$.

b) $\phi_1(\rho) = A_1\rho$

Dans ce cas, le profil de l'aberration de phase a la forme d'un axicon et le faisceau sonde diffracté n'est plus Gaussien sachant qu'un profil linéaire de phase est capable de mettre en forme le profil d'intensité [105]. Par conséquent, nous pouvons nous attendre à ce que l'utilisation des Eqs. 2.41 et 2.42, établies pour un faisceau Gaussien, conduisent à une erreur augmentant avec A_1 . Cela est confirmé par la Fig. 2.19(a). Notons que θ représente la divergence du champ diffracté après

(a) Variation des divergences θ , θ_D et θ_S (b) Variation du rapport θ_D/θ_S FIGURE 2.19 – Cas d'une aberration d'ordre 1, de type axicon ($\phi_1(\rho) = A_1\rho$)

la traversée du profil de phase aberré $\phi_1(\rho)$ et exprimée comme $\theta = w/L$. On peut constater sur la Fig. 2.19(a) que les valeurs de θ , θ_D et θ_S sont très proches pour $A_1 \leq 1.8 \text{ mm}^{-1}$. Cette limite correspond à une aberration d'amplitude $\delta(2w_0) = 0.86\lambda$ sur tout le faisceau sonde. Pour $A_1 > 1.8 \text{ mm}^{-1}$, la divergence est surestimée à cause de la mise en forme du faisceau sonde. Il a en effet été montré que le paramètre clef de la mise en forme [105] est le rapport $\Delta = \rho_\pi/w_0$, où ρ_π est la distance radiale telle que $\phi_1(\rho_\pi) = A_1\rho_\pi = \pi$. Pour $\Delta < 0.8$, *i.e.* $A_1 > 2.6 \text{ mm}^{-1}$, le profil d'intensité du faisceau diffracté devient de plus en plus creux à mesure que A_1 augmente. Considérons maintenant les variations du rapport θ_D/θ_S en fonction de A_1 , représentées sur la Fig. 2.19(b) où l'on observe une diminution de la corrélation transverse pour $A_1 > 1.8 \text{ mm}^{-1}$. Par conséquent, notre diagnostic de divergence basé sur un stop et un diaphragme est capable, à travers le rapport θ_D/θ_S , d'indiquer si nous sommes en train de mesurer un effet de lentille pur ou bien aberré.

c) $\phi_3(\rho) = A_3\rho^3$

On observe sur la figure 2.20(a) que l'aberration $\phi_3(\rho) = A_3\rho^3$ n'a que très peu d'influence sur le rapport θ_D/θ_S et sur la corrélation transverse. Il faut cependant porter attention à l'influence de cette aberration de phase cubique sur les divergences θ , θ_D et θ_S (voir Fig. 2.20(b)). On remarque que θ , θ_D et θ_S sont très proches ce qui signifie qu'il devrait être difficile, pour un δ_0 faible, de révéler la présence d'une aberration en $j = 3$ dépendant du temps avec notre diagnostic de divergence basé sur un stop et un diaphragme. Ceci s'explique si l'on prend en compte les variations de ϕ_j avec la coordonnée radiale ρ comme le montre la Fig. 2.17. Evidemment, l'aberration de phase a une influence sur la figure de diffraction, d'autant plus que le déphasage est important là où l'intensité du faisceau incident est grande, *i.e.* pour $\rho < w_0$. Cependant, il faut remarquer que l'amplitude de l'aberration décroît à partir de $\rho = w_0 = 1.5 \text{ mm}$ quand j

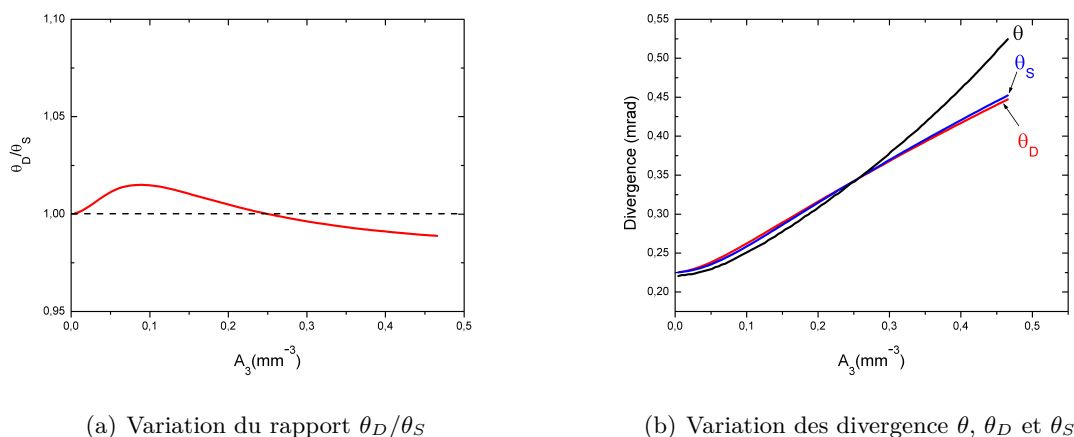
(a) Variation du rapport θ_D/θ_S (b) Variation des divergence θ , θ_D et θ_S

FIGURE 2.20 – Cas d'une aberration d'ordre 3

augmente. Ainsi, afin d'observer un effet significatif sur le rapport θ_D/θ_S , il faudrait augmenter fortement la valeur de δ_0 .

2.4.2.2 Étude expérimentale

Le dispositif expérimental, représenté sur la Fig. 2.21, est constitué de deux parties. La première consiste en un laser He-Ne ($\lambda = 633$ nm) délivrant un faisceau Gaussien, agrandi par un télescope $3\times$ puis incident sur un SLM (Spatial Light Modulator) de phase programmable (Holoeye, PLUTO-VIS). Le SLM est une matrice de 1920×1080 pixels, avec un pas de $8 \mu\text{m}$ et calibré pour un déphasage de 2π à 633 nm. Le rayon du faisceau incident sur le SLM est $w = 1.5$ mm et son angle d'incidence est choisi le plus petit possible ($< 15^\circ$) afin de rester dans les bonnes conditions de diffraction sur le SLM. Un diaphragme (D_1) est placé après le SLM afin de se débarrasser des ordres de diffraction non-désirés, séparés de l'ordre subissant le déphasage à l'aide d'un réseau de diffraction affiché sur le SLM en plus du motif de phase. Le rôle du SLM est donc de mettre en forme le front d'onde du faisceau incident selon l'un des profil de phase étudié ($\phi_j(\rho) = A_j \rho^j$ avec $j = 1$ et 2) avec un paramètre A_j ajustable. Dans cette étude expérimentale, nous nous sommes limités à l'effet de lentille pur ($j = 2$) et à l'aberration de type axicon ($j = 1$) du fait que leur influence sur le rapport θ_D/θ_S doit être élevée et donc facilement observable.

La seconde partie du dispositif est le diagnostique de divergence (diaphragme et stop), placé dans le champ lointain du faisceau diffracté sur le SLM. Le seul ordre de diffraction restant (subissant le déphasage $\phi_j(\rho)$) passe ensuite par un télescope $0.16\times$ et est focalisé sur le stop (S) et le diaphragme (D_2). La transmission initiale du stop et du diaphragme est fixée à 22%.

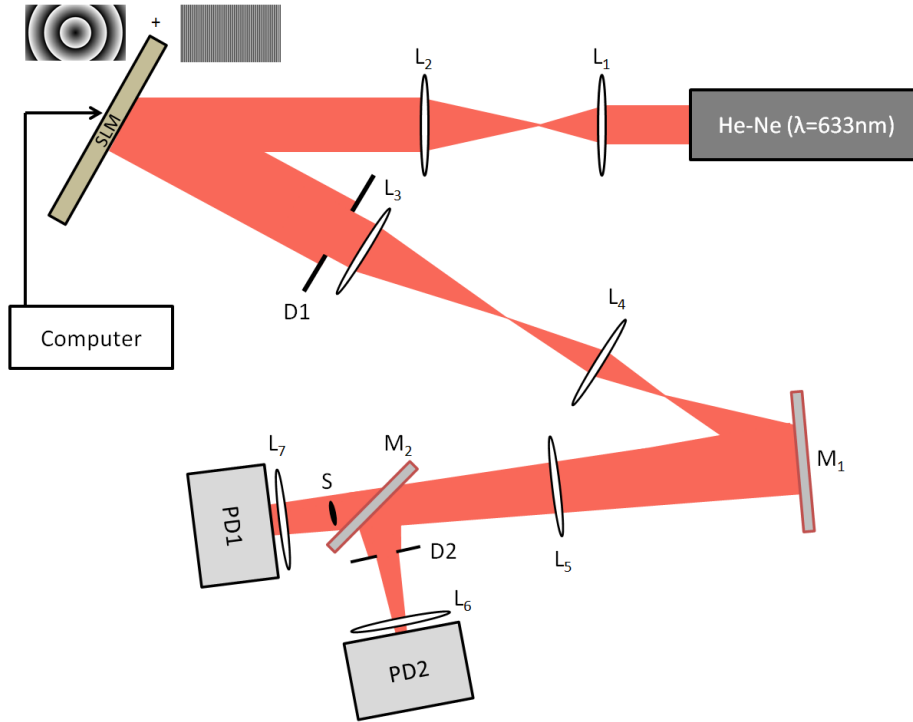
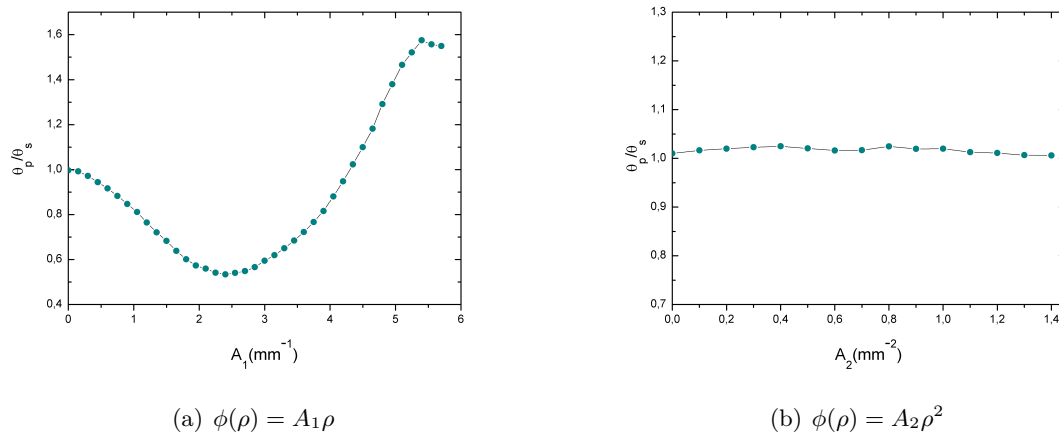


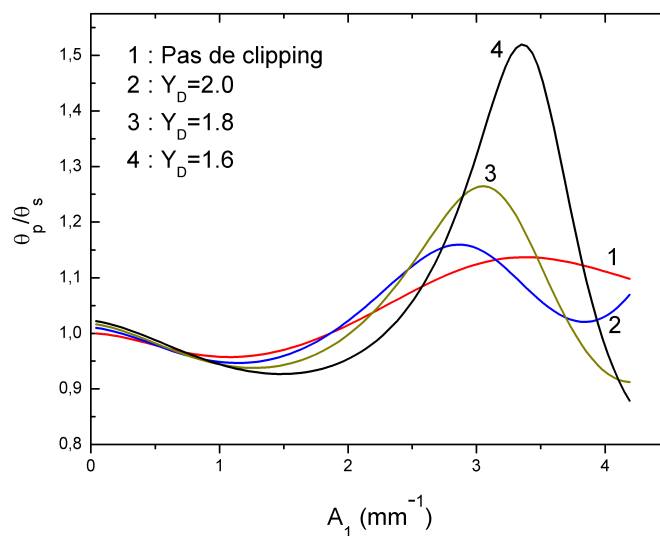
FIGURE 2.21 – Dispositif expérimental comportant un SLM de phase et un diagnostic de divergence basé sur un stop et un diaphragme. Les focales utilisées sont les suivantes : $f_1 = 50mm$, $f_2 = 150mm$, $f_3 = 250mm$, $f_4 = 40mm$, $f_5 = 500mm$ et $f_6 = f_7 = 50mm$.

Les deux signaux sont enfin collectés à l'aide de deux photodiodes permettant la détermination simultanée de θ_D et θ_S en fonction de A_j .

Les résultats expérimentaux sont présentés sur les Figs. 2.22(a) et 2.22(b) avec les variations du rapport θ_D/θ_S en fonction de A_j (*i.e.* en fonction des motifs de phase affichés sur le SLM) pour $j = 1$ et $j = 2$. Dans le cas d'un effet de lentille pur, théorie et expérience sont en bon accord (Figs. 2.22(b) et 2.18). Cependant, pour $j = 1$, seule les allures des courbes théorique (Fig. 2.19(a)) et expérimentale (Fig. 2.22(b)) semblent être en bon accord, les valeurs du rapport θ_D/θ_S n'étant pas du tout les mêmes. Nous voyons par exemple que le rapport θ_D/θ_S a une valeur maximale d'environ 1.6 dans l'expérience alors que théoriquement nous ne trouvons que 1.15. Afin d'expliquer cette différence, intéressons-nous à l'éventuelle troncature par le diaphragme D_1 placé après le SLM pour séparer les ordres de diffraction. La diffraction résultante peut être caractérisée par le rapport $Y_D = \rho_{D1}/w$, où ρ_{D1} est le rayon du diaphragme D_1 et $w = 1.5$ mm est le rayon du faisceau Gaussien incident sur le SLM. Nous modifions alors la modélisation théorique présentée dans la partie précédente en remplaçant la limite "infinie" dans le calcul par ρ_{D1} tout comme si la troncature pouvait être fixée dans le plan du SLM (pour simplifier les

FIGURE 2.22 – Mesure expérimentale de θ_D/θ_S

calculs). Les résultats sont présentés sur la Fig. 2.23 pour différentes valeurs de Y_D . On observe

FIGURE 2.23 – Variation du rapport θ_D/θ_S pour une aberration d'ordre 1 et une troncature dans le champ proche caractérisée par le paramètre Y_D

alors qu'une troncature du faisceau par le diaphragme D_1 , même faible, influence fortement le rapport θ_D/θ_S et permet d'atteindre une valeur de 1.5 pour $Y_D = 1.6$. La transmission du diaphragme correspondante ($1 - \exp[-2Y_D^2]$) est égale dans ce cas à 99.4%. De plus, l'influence cette troncature par le diaphragme sur la quantité θ_D/θ_S ouvre la possibilité d'augmenter la sensibilité de notre diagnostic de divergence pour détecter la présence d'aberrations de phase. Il faut souligner que dans le cadre de cette expérience, il n'a pas été possible de supprimer ces effets de troncature liés au diaphragme D_1 , les différents ordres diffractés par le SLM étant trop proches spatialement malgré l'ordre élevé du réseau de diffraction.

Bilan

Le phénomène de perte de corrélation transverse peut donc être rencontré avec n'importe quel effet de lentille, dépendant du temps ou non. Il est alors important d'avoir une technique expérimentale efficace permettant de savoir si le faisceau sonde est sujet à des aberrations de phase ou bien à un effet de lentille pur, spécialement en régime transitoire. Notons que les effets thermiques peuvent être caractérisés par une dynamique rapide [106–108] rendant leur caractérisation délicate. Quand le profil de température est purement quadratique (sans aberration), l'effet de lentille pur peut être suivi en mesurant le changement des caractéristiques géométriques d'un faisceau sonde Gaussien. Dans ce cas, le faisceau sonde passant par la lentille thermique reste Gaussien et la corrélation transverse est totale. La lentille thermique peut donc être suivie en mesurant les puissances transmises à travers un diaphragme et un stop, ou bien par exemple en utilisant une expérience d'interférométrie à décalage latéral [109]. A l'inverse, dans certains cas le profil de température dans le barreau laser peut être très éloigné d'une parabole [103, 110], conduisant à une dégradation du front d'onde du faisceau sonde et donc à une augmentation de son facteur M^2 . Après passage par le milieu, le faisceau sonde n'est donc plus Gaussien, la pertinence de la mesure par le diagnostic de divergence basé sur le stop ou le diaphragme est donc discutable.

Une solution envisageable est de caractériser le front d'onde du faisceau émergent du laser par une décomposition sur les coefficients de Zernike, pouvant être déterminés à l'aide d'un détecteur de front d'onde de type Shack-Hartmann [49, 111, 112], ou par reconstruction du profil de phase perturbé à partir de trois profils d'intensité enregistrés dans différents plans [113]. Cependant, ces deux méthodes ne sont pas adaptées à l'observation d'effets transitoires, à cause du temps de réponse lent des caméras CCD. De plus, lorsque le faisceau de pompe n'est pas continu, la forme du profil de température dans le barreau évolue avec le temps [106, 114, 115]. Cela signifie qu'un effet de lentille transitoire est caractérisé par des aberrations dépendant du temps et cela complique la mesure des effets thermiques transitoires. Dans ce cas, il est alors conseillé d'utiliser le diagnostic de divergence diaphragme+stop permettant d'indiquer si le faisceau a sondé un effet de lentille pur ou bien aberré juste par l'observation de l'évolution du rapport des divergences θ_D/θ_S . De plus, ce montage a l'avantage d'être peu coûteux (deux photodiodes, un diaphragme, un stop). Cette technique peut ainsi remplacer l'utilisation d'une caméra CCD ou d'un analyseur de front d'onde (Shack-Hartmann) dans les cas où la séquence temporelle est trop courte, non pas pour mesurer l'aberration mais juste pour attester de la présence ou non d'aberrations capables de perturber la mesure de l'effet de lentille.

Un autre cas d'intérêt concerne les effets de lentille résultant du pompage longitudinal d'un cristal laser par un faisceau Gaussien de largeur w_p . Dans ce cas, le profil de température est approximativement parabolique dans la partie centrale ($r < w_p$) et logarithmique dans le reste du cristal [49, 116, 117]. Par conséquent, selon que le faisceau sonde Gaussien soit plus grand ou plus petit que la zone pompée, l'expérimentateur peut mesurer soit un effet de lentille pur soit une lentille aberrée. Ce problème peut être facilement résolu à partir des variations de θ_D/θ_S en fonction de la taille w du faisceau sonde. En effet, un bon choix de w correspondant à une corrélation transverse parfaite, la mesure d'une lentille pure conduira à $\theta_D \approx \theta_S$.

Nous avons donc montré que la corrélation transverse d'un faisceau Gaussien pouvait disparaître lorsque celui-ci est sujet à une troncature dans son champ proche ou bien à des aberrations de phase. Avoir conscience de cette perte de corrélation est donc essentiel lors de la mesure de n'importe quel effet de lentille afin de ne pas mal interpréter son signe. De plus, le problème se complique lorsque l'on a à faire à des effets dépendant du temps, lorsque les outils usuels de mesure de front d'onde basés sur des caméra CCD ne répondent plus. Nous avons donc proposé un dispositif simple et peu coûteux permettant d'attester de la perte de corrélation transverse ou non.

Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons exposé l'origine microscopique des variations d'indice dues à la population de l'état excité en termes d'une variation de la polarisabilité $\Delta\alpha_p$ des ions actifs entre cet état excité et leur état fondamental. Ainsi, cet effet électronique pseudo-nonlinéaire (car ne dépendant pas de la susceptibilité diélectrique du matériau) peut avoir un impact fort sur le fonctionnement des lasers et sur les propriétés spatio-temporelles de leur faisceau de sortie, qu'ils soient continus ou pulsés. Les effets de population peuvent alors avoir une contribution à l'indice de réfraction du même ordre de grandeur (voire plus) que les effets thermiques. Toutefois, ces effets ne sont pas forcément négatifs et peuvent être utilisés pour des applications telles que les cavités laser auto-adaptatives ou bien comme processus de modulation des pertes pour déclencher un laser. Lors de tout processus de pompage optique, les effets thermiques et électroniques sont donc intriqués et le principale challenge des techniques de mesure de $\Delta\alpha_p$ est de réussir à les discriminer. Ce but peut être atteint en modélisant ces effets thermiques et leur évolution au cours du temps dans le cristal pompé, comme dans les techniques d'interférométrie et de diffractométrie transitoires que nous avons présentées. Ces techniques ont en revanche l'inconvénient de ne donner que la valeur absolue de $\Delta\alpha_p$ mais pas son signe. La détermination de ce dernier est possible à l'aide de méthodes basées sur la mesure de la divergence du faisceau laser mais une attention particulière doit être alors portée à la présence ou non d'une quelconque troncature de ce faisceau ou d'aberrations, pouvant entraîner une perte de corrélation transverse et ainsi une mauvaise interprétation des résultats. Cela nous amène donc au chapitre suivant, traitant en détails de la technique Z-scan, méthode simple à mettre en œuvre et très employée dans le cadre de la mesure d'effet Kerr optique mais se révélant aussi très efficace pour la mesure de $\Delta\alpha_p$ en résonance avec les raies d'absorption et surtout ne faisant pas appel à une modélisation des effets thermiques.

Z-scan et mesure d'effets de population

Introduction et objectifs

Ce troisième chapitre est majoritairement consacré à l'étude et l'utilisation de la méthode Z-scan pour la mesure d'effets de lentille. Après avoir exposé le modèle théorique de cette technique ayant fait ses preuves pour la mesure d'effets non-linéaires de type $\chi^{(3)}$, nous l'appliquerons à la mesure de lentilles de population et de $\Delta\alpha_p$ dans le cas de cristaux lasers dopés Cr et Yb. Dans ce but, nous utiliserons une technique Z-scan résolue en temps permettant de discriminer les effets thermiques des effets électroniques. Par la suite, nous présenterons un état de l'art des différentes manières d'améliorer cette technique et d'en augmenter sa sensibilité, dans l'optique de la mesure de variations d'indice toujours plus faibles ou de diminuer la puissance de pompe (en régime continu). Ainsi, nous exposerons une amélioration développée durant cette thèse, basée sur l'augmentation de la sensibilité d'un diagnostic de divergence avec un objet de phase, ce qui nous permettra de souligner les limitations fondamentales en termes d'amélioration de cette sensibilité. Cela nous permettra de mettre en évidence la nécessité d'une méthode à la fois simple et très sensible, telle celle qui sera l'objet du quatrième chapitre.

3.1 La technique Z-scan : modèle et observations expérimentales

La technique Z-scan a été développée par l'équipe de E.W. Van Stryland au début des années 90 pour la mesure d'indices de réfraction non-linéaires (effet Kerr) et de coefficients d'absorption non-linéaires. Cette méthode, basée sur l'autofocalisation d'un faisceau jouant le rôle de pompe et de sonde et sur l'étude de l'intensité sur l'axe en champ lointain, a rencontré un grand succès depuis sa création : à titre d'exemple, les papiers originaux par M. Sheik-Bahae *et al.* [94,118] sont cités plus de 3000 fois. La raison principale de ce succès réside dans la facilité de son implémentation à la fois théorique et expérimentale. En effet, un équipement standard est suffisant et les valeurs d'intérêt (indice non-linéaire, déphasage induit) sont déduites à partir de formules analytiques. Dans cette section, nous allons exposer le principe de la technique Z-scan ainsi que le modèle analytique développé pour simuler son comportement.

3.1.1 Principe et modèle

Le principe de la technique est le suivant : l'échantillon étudié est translaté le long de l'axe optique d'un faisceau Gaussien ($M^2 = 1$) focalisé (Fig. 3.1) par une lentille convergente L . Pendant cette translation, le matériau subit donc une variation d'intensité radiale conduisant à une distorsion du faisceau (effet de lentille), signature de l'effet non-linéaire, détectée en champ lointain par le biais de la transmission d'un diaphragme.

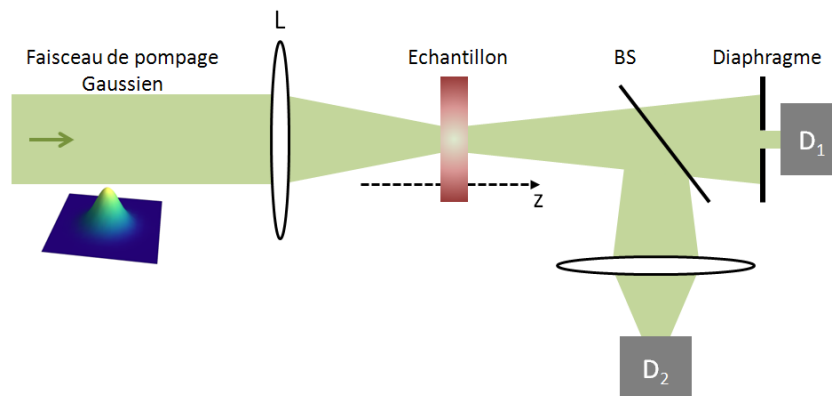
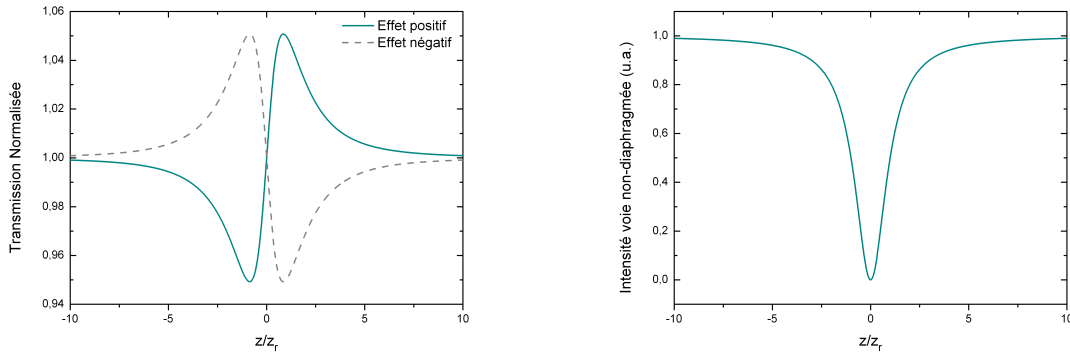


FIGURE 3.1 – Principe de la technique Z-scan

Ce balayage selon Z (Z-scan) induit donc une variation de l'indice de réfraction dépendant de la position, et donc une défocalisation du faisceau pompe-sonde qui est elle aussi fonction de la position de l'échantillon. Loin du plan focal de la lentille de focalisation, l'intensité dans le matériau est faible et l'effet de lentille induit est donc négligeable : la puissance détectée derrière le diaphragme placé en champ lointain reste donc constante. En revanche, à mesure que l'on s'approche du plan focal, l'effet de lentille va devenir de plus en plus important, changeant alors

l'intensité transmise à travers le diaphragme selon que l'effet soit positif ou négatif. On obtient alors une courbe de type pic-vallée (Fig. 3.2(a)) typique de la transmission du diaphragme en fonction de la position de l'échantillon. A partir de cette courbe, il est possible de déduire directement le signe de l'effet de lentille (*i.e.* de la variation d'indice) : dans le cas d'une vallée suivie d'un pic, l'effet est positif et dans le cas contraire, il sera négatif. Comme nous le verrons par la suite, les grandeurs d'intérêt peuvent aussi être directement déduites de la courbe. De plus, l'enregistrement d'une voie non-diaphragmée permet de mesurer directement l'absorption non-linéaire dans l'échantillon (Fig. 3.2(b)).



(a) Transmission normalisée du diaphragme

(b) Voie "ouverte" (sans diaphragme)

FIGURE 3.2 – Courbes Z-scan caractéristiques

Nous allons donc maintenant exposer le modèle théorique permettant d'obtenir la mesure de la variation d'indice non-linéaire à partir d'une expérience Z-scan. Toutefois, afin de respecter cette théorie, les précautions expérimentales suivantes doivent être prises :

- le faisceau pompe-sonde doit être parfaitement Gaussien ($M^2 = 1$)
- l'épaisseur de l'échantillon L doit être bien inférieure à la distance de Rayleigh z_r du faisceau focalisé ($L \ll z_r$)
- être loin du régime de saturation du matériau (*i.e.* mesurer des déphasages non-linéaires inférieurs à π)
- le diaphragme doit être placé dans le champ lointain du faisceau pompe-sonde

Dans la suite, nous appellerons r_0 le rayon du faisceau dans le plan de l'échantillon et r_1 le rayon du faisceau au niveau du diaphragme. Exprimons tout d'abord le champ électrique du faisceau incident sur le cristal :

$$E_A(r_0, x) = E_0 \frac{w_0}{w(x)} \exp\left(-\frac{r_0^2}{w^2(x)} - i \frac{kr_0^2}{2R(x)}\right) \exp(i \tan^{-1}(x)) \quad (3.1)$$

où $x = z/z_r$ est la position normalisée de l'échantillon, $w(x)$ et $R(x)$ sont décrits par les Eqs.

1.16 et 1.18 A la sortie du cristal, le champ électrique s'exprime donc comme :

$$E'_A(r_0, x) = E_A(r_0, x) \exp(-i\Delta\phi(r_0, x)) \quad (3.2)$$

où $\Delta\phi(r_0, x)$ est la variation de phase subie par le faisceau à la sortie de l'échantillon, s'exprimant comme :

$$\Delta\phi(r_0, x) = \Delta\phi(x) \exp\left(-\frac{2r_0^2}{w^2(x)}\right) = \frac{\Delta\phi_0}{1+x^2} \exp\left(-\frac{2r_0^2}{w^2(x)}\right) \quad (3.3)$$

où $\Delta\phi_0$ est la variation de phase sur l'axe au niveau du plan focal de la lentille et définie comme :

$$\Delta\phi_0 = k\Delta n_0 L_{eff} \quad (3.4)$$

où L_{eff} est la longueur effective de l'échantillon prenant en compte l'absorption dans le milieu et donnée par :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (3.5)$$

Le champ électrique dans le plan du diaphragme E_B peut alors s'exprimer, en utilisant l'intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff, comme :

$$E_B(r_1) = \frac{ik}{d} \int_0^\infty E'_A(r_0) \exp\left(-i\frac{kr_0^2}{2d}\right) J_0\left(\frac{kr_0 r_1}{d}\right) r_0 dr_0 \quad (3.6)$$

Soit, en remplaçant E'_A par son expression :

$$E_B(r_1) = \frac{ikE_0}{d} \int_0^\infty \frac{w_0}{w(x)} \exp\left(-\frac{r_0^2}{w^2(x)} - i\frac{kr_0^2}{2RA} + i \tan^{-1}(x)\right) \exp\left(-i\frac{kr_0^2}{2d}\right) \exp(-i\Delta\phi) J_0\left(\frac{kr_0 r_1}{d}\right) r_0 dr_0 \quad (3.7)$$

Afin de simplifier cette expression, nous pouvons poser $y = r_0/w(x)$, $r_0 dr_0 = w^2(x) y dy$ et $\Delta\phi(r_0, x) = \Delta\phi(x) \exp(-2y^2)$. Ainsi, si $\Delta\phi(r_0, x) \ll \pi$, nous pouvons écrire :

$$\exp(-i\Delta\phi(r_0, x)) \simeq 1 - i\Delta\phi(r_0, x) = 1 - i\Delta\phi(x) \exp(-2y^2) \quad (3.8)$$

Le champ électrique s'exprime alors :

$$E_B(r_1) = \underbrace{\frac{ik e^{i \tan^{-1}(x)} E_0 w_0}{w(x) d}}_{C(x)} \int_0^\infty e^{-y^2(1+ix)} \left(1 - i\Delta\phi(x) e^{-2y^2}\right) J_0(\beta y) y dy \quad (3.9)$$

où $\beta = (kr_1 w(x))/d$.

La transmission normalisée du diaphragme s'écrit alors, avec $I_B(r_1) \propto |E_B(r_1)|^2$:

$$T = \frac{I_B(r_1 = 0) \text{ avec non-linéarité}}{I_B(r_1 = 0) \text{ sans non-linéarité}} \quad (3.10)$$

Nous pouvons mettre l'équation (3.9) sous la forme $E_B(r_1) = C(x) [H + \delta H]$ avec :

$$H = \int_0^\infty e^{-y^2(1+ix)} J_0(\beta y) y dy \quad (3.11)$$

Et :

$$\delta H = -i\Delta\phi_{axe} \int_0^\infty e^{-y^2(3+ix)} J_0(\beta y) y dy \quad (3.12)$$

H et δH sont des transformées de Hankel, ce qui va permettre de simplifier considérablement l'expression de E_B . Exprimons donc $I_B(r_1)$ en fonction de H et δH .

$$|E_B(r_1)|^2 \propto |H + \delta H|^2 = (H + \delta H)(H^* + \delta H^*) = HH^* + \underbrace{\delta H \delta H^*}_{\text{négligeable}} + H^* \delta H + H \delta H^* \quad (3.13)$$

Le terme $\delta H \delta H^*$ peut être négligé car $\delta H \ll H$ ($\Delta\phi(r_0, x)$ faible). La transmission normalisée s'écrit alors (avec δH (sans non-linéarité) = 0 car $\Delta\phi_0$ (sans non-linéarité) = 0) :

$$T = \frac{HH^* + H^* \delta H + H \delta H^*}{HH^*} = 1 + \frac{\delta H}{H} + \frac{\delta H^*}{H^*} = 1 + 2\text{Re} \left[\frac{\delta H}{H} \right] \quad (3.14)$$

Rappelons la forme générale d'une transformée de Hankel :

$$F(\beta) = \int_0^\infty f(r) J_0(\beta r) r dr \quad (3.15)$$

Les tables de transformées de Hankel donnent, dans notre cas :

$$f(r) = e^{-\frac{a^2 r^2}{2}} \Rightarrow F(\beta) = \frac{e^{-\frac{\beta^2}{2a^2}}}{a^2}$$

Avec : $\frac{a^2}{2} = (1 + ix)$ ou $\frac{a^2}{2} = (3 + ix)$ et, sur l'axe, $\beta = 0$ (et $J_0(0) = 1$) donc $F(\beta) = \frac{1}{a^2}$.

H et δH peuvent donc maintenant être écrits de manière simple :

$$H = \frac{1}{2(1 + ix)} \quad (3.16)$$

$$\delta H = -i\Delta\phi_0 \frac{1}{2(3 + ix)} \quad (3.17)$$

Finalement, la transmission normalisée s'écrit comme :

$$\boxed{T(x, \Delta\phi_0) = 1 + \frac{4x\Delta\phi_0}{(9 + x^2)(1 + x^2)}} \quad (3.18)$$

La courbe présentée sur la Fig. 3.2(a) peut donc être ajustée avec cette expression, permettant directement de déduire le déphasage non-linéaire et la distance de Rayleigh du faisceau incident. Il est de plus possible d'exprimer $\Delta\phi_0$ en fonction de la quantité $\Delta T_{p-v} = T_{pic} - T_{vallée}$ (différence entre les transmissions au niveau du pic et de la vallée, Fig. 3.3) selon la relation [94] :

$$\Delta T_{p-v} \simeq 0.406(1 - S)^{0.25} |\Delta\phi_0| \quad (3.19)$$

où S représente la transmission du diaphragme. De la même façon, la distance de Rayleigh du faisceau peut être exprimée en fonction de la différence entre les positions du pic et de la vallée

$$\Delta z_{p-v} = z_{pic} - z_{vallée} :$$

$$\Delta z_{p-v} \simeq 1.717 z_r \quad (3.20)$$

Nous ne détaillerons pas ici l'influence des différents paramètres expérimentaux (déphasage, nature et épaisseur du matériau, etc...) sur l'allure des courbes Z-scan et sur l'évolution des formules établies précédemment, mais des études détaillées peuvent être trouvées dans les Refs. [80, 119–121].

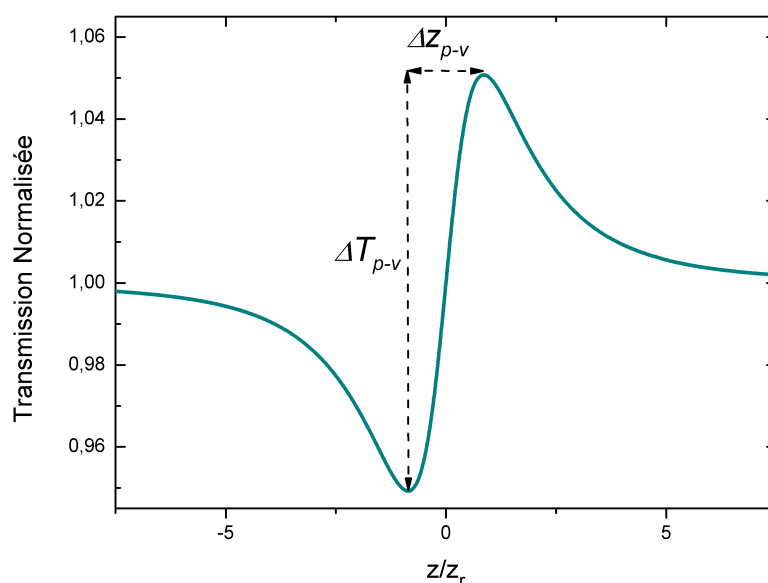


FIGURE 3.3 – Courbe Z-scan et grandeurs caractéristiques

3.1.2 Le Z-scan appliqué à la mesure d'effets de population

Intéressons-nous maintenant à l'application de la technique Z-scan aux effets de population et au lien entre le déphasage non-linéaire mesuré et la variation de polarisabilité $\Delta\alpha_p$. Nous avons vu dans le chapitre précédent que la variation d'indice due à la population du niveau excité s'écrivait comme :

$$\Delta n = n_2 I = \frac{2\pi}{n_0} f_L^2 N_{ex} \Delta\alpha_p \quad (3.21)$$

De plus, sachant que $N_{ex} \simeq N_t \times I/I_s$ et $\Delta\phi_0 = k\Delta n_0 L_{eff} = kn_2 I_0 L_{eff}$, avec $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$ où P est la puissance du faisceau, on arrive à :

$$\Delta n = \frac{2\pi}{n_0} f_L^2 \frac{\alpha_{abs} \tau \lambda}{hc} \Delta\alpha_p I = n_2 I \quad (3.22)$$

où α_{abs} est le coefficient d'absorption à la longueur d'onde de pompe et $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha_{abs}L)]/\alpha_{abs}$ est l'épaisseur effective de l'échantillon prenant en compte l'absorption au cours de la propagation du faisceau, L étant l'épaisseur de l'échantillon. Ainsi,

$$\Delta\phi_0 = \frac{4\pi n_2 P L_{eff}}{\lambda^2 z_r} \quad (3.23)$$

Soit :

$$n_2 = \frac{\lambda^2 z_r \Delta\phi_0}{4\pi P L_{eff}} \quad (3.24)$$

Enfin, à partir des Eqs. 3.22 et 3.24, nous pouvons finalement écrire :

$$\Delta\alpha_p = \frac{1}{8\pi^2 f_L^2} \frac{hc}{\tau} \frac{n_0 \lambda}{\alpha_{abs} L_{eff}} \frac{\Delta\phi_0 z_r}{P} \quad (3.25)$$

Nous pouvons donc, à partir des données collectées par l'expérience, directement calculer $\Delta\alpha_p$ ainsi que la variation d'indice de réfraction d'origine électronique : la méthode Z-scan se révèle donc être particulièrement adaptée pour mesurer les effets de population [58, 122, 123]. Il s'agit de la technique utilisée à l'*Instituto de Física de São Carlos*, notamment par l'équipe du Pr. Tomáz Catunda, avec qui nous avons collaboré durant ce travail de thèse. Toutefois, cette mesure implique que l'on observe exclusivement des effets de population or, comme nous l'avons vu précédemment, des effets thermiques plus ou moins importants sont nécessairement présents lors du pompage optique d'un cristal laser. C'est pourquoi il faut utiliser une méthode Z-scan permettant de discriminer efficacement ces deux contributions.

3.1.3 Discrimination entre effets thermiques et de population : le Z-scan résolu en temps

Afin de séparer les effets d'origine thermique des effets électroniques, la méthode Z-scan dite "résolue en temps" a été mise au point [124]. Cette technique est basée sur le fait que les deux contributions n'ont pas les mêmes temps de réponse : en effet, dans le cas général, les effets électroniques sont bien plus rapides que les effets thermiques. Ainsi, il est possible de définir un temps caractéristique t_c sur lequel les effets thermiques n'évoluent pas, défini comme [125–127] :

$$t_c = \frac{w^2}{4D} \quad (3.26)$$

où w est le rayon du faisceau laser de pompage et D la diffusivité thermique du cristal définie comme :

$$D = \frac{K}{\rho C_p} \quad (3.27)$$

où K est la conductivité thermique du cristal, C_p sa chaleur spécifique et ρ sa densité.

L'observation des effets de population doit donc se faire sur une durée inférieure à ce temps

caractéristique. Toutefois, afin de pouvoir observer un effet de population, il faut que le niveau excité soit suffisamment peuplé.

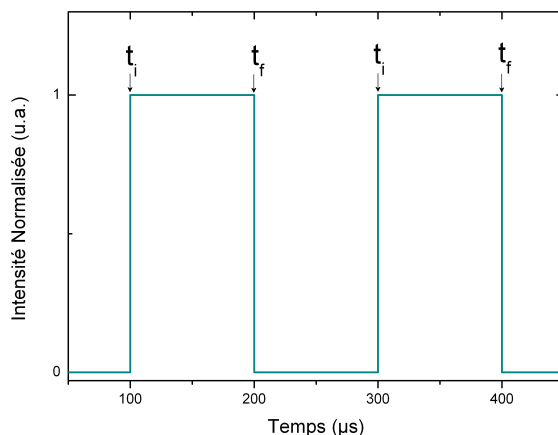


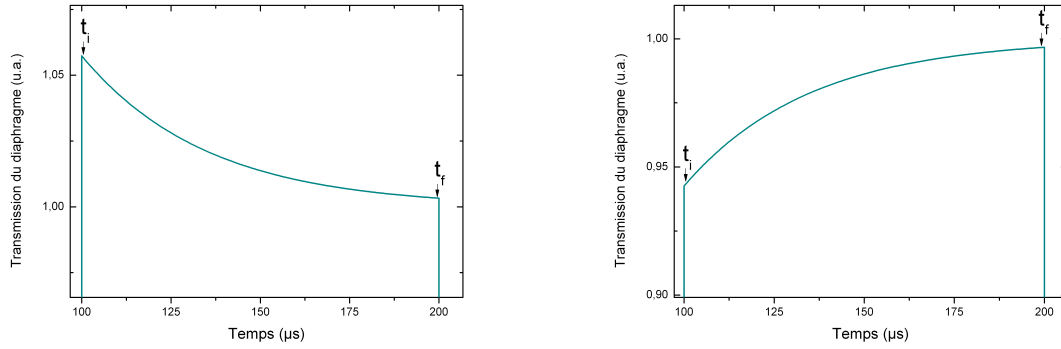
FIGURE 3.4 – Faisceau de pompe haché afin de séparer thermique/électronique

Ainsi, toutes nos mesures d'effets de population doivent être effectuées sous la condition suivante :

$$\tau_0 < t < t_c \quad (3.28)$$

où t est la durée d'éclairement du cristal et τ_0 le temps de vie du niveau excité.

Ainsi, au cours de notre mesure, les effets thermiques seront présents mais n'auront pas le temps d'évoluer. Le faisceau pompe-sonde doit alors être modulé (hacheur mécanique, cristal acousto-optique ou electro-optique) afin d'éclairer le cristal avec un créneau en intensité (Fig. 3.4). Ainsi, il est possible de s'affranchir de la contribution thermique en faisant le rapport des transmissions normalisées (par l'intensité transmise par le cristal) à la fin (t_f) et au début (t_i) du temps de pompage. Le temps t_f doit être pris en régime stationnaire, lorsque la lentille de population n'évolue plus. L'évolution de la transmission du diaphragme durant le créneau de pompage (régime transitoire) est donnée par la Fig. 3.5 pour un effet de lentille positif : juste avant (resp. après) le plan focal, l'effet de lentille convergent, grandissant avec le temps, va augmenter (diminuer) la taille du faisceau sur le diaphragme et donc diminuer (augmenter) sa transmission. Exactement au plan focal ainsi que loin de celui-ci, les transmissions du diaphragme aux temps t_i et t_f seront égales.



(a) Avant le plan focal

(b) Après le plan focal

FIGURE 3.5 – Transmission du diaphragme pendant la durée de pompage (effet de lentille positif)

Cette technique de Z-scan résolue en temps se révèle donc efficace pour la discrimination des effets thermiques et électroniques. Toutefois, la condition formulée dans l'Eq. 3.28 peut ne pas être respectée dans le cas de certains matériaux nécessitant une forte focalisation du faisceau de pompe dans le cristal (w petit) ou possédant une forte diffusivité thermique. Il n'est alors pas possible de mesurer $\Delta\alpha_p$ mais seulement une variation d'indice globale comprenant les deux effets.

3.1.4 Mesure de $\Delta\alpha_p$ dans des cristaux laser dopés Cr^{3+} et Yb^{3+}

Nous allons maintenant utiliser la technique Z-scan pour mesurer $\Delta\alpha_p$ dans le cas de matériaux laser dopés Yb^{3+} et Cr^{3+} afin d'appréhender son comportement et de comparer les résultats à ceux obtenus par d'autres techniques.

3.1.4.1 Cristaux dopés Cr^{3+}

Cas du rubis

Tout d'abord, intéressons-nous au cas du Rubis ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$), qui nous servira de matériau test pour la suite de ce mémoire du fait de sa diffusivité thermique assez élevée¹, du temps de vie assez long des ions Cr^{3+} dans leur état excité ($\tau_0 = 3.4$ ms) et donc du fait que l'on observe essentiellement des effets de population lors de son pompage. Les effets thermiques sont donc négligeables dans le cas du Rubis [52, 58, 122, 123]. Nous allons ici moduler le faisceau pompe-sonde afin d'avoir un contrôle sur les durées de pompe et de repos du cristal et de pouvoir étudier l'évolution des différents paramètres en jeu. Nous utilisons donc un cristal de Rubis d'épaisseur $L = 1.11$ mm, pompé par un faisceau à $\lambda = 532$ nm issu d'un laser Nd:YVO₄

1. Les propriétés thermiques de différents matériaux dopés Cr^{3+} et Yb^{3+} sont données en Annexe B.

doublé en fréquence intra-cavité et pompé par diode (Coherent Verdi V6) et dont le facteur M^2 est inférieur à 1.1. Le faisceau pompe-sonde est modulé à l'aide d'un cristal acousto-optique (IntraAction AOM-802AF1) fonctionnant en régime de Bragg ($t_f - t_i \simeq 8$ ms) et le cristal est translaté longitudinalement à l'aide d'une platine de translation motorisée (Micos VT-80) possédant une résolution de $5 \mu\text{m}$. L'effet de lentille est détecté à travers un diaphragme placé en

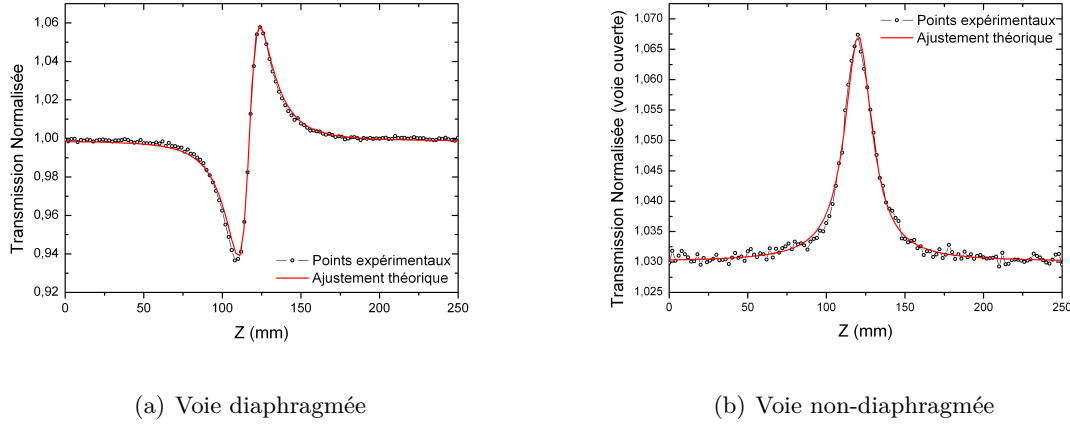


FIGURE 3.6 – Mesures Z-scan dans un échantillon de Rubis

champ lointain et dont l'ouverture est ajustée afin d'avoir une transmission d'exactly 50 %. Les courbes obtenues sur les voies diaphragmée et non-diaphragmée sont présentées sur la Fig. 3.6, pour un champ électrique incident perpendiculaire à l'axe \vec{c} du cristal.

A partir de ces points expérimentaux et des Eqs. 3.25 et 3.24, nous pouvons donc déduire $\Delta\alpha_p$ et n_2 , connaissant le coefficient d'absorption du cristal et les caractéristiques du faisceau focalisé (puissance incidente prenant en compte la réflexion de Fresnel sur l'échantillon, distance de Rayleigh, longueur d'onde). Toutefois, dans le cas du Rubis, il existe une certaine confusion dans la littérature concernant les coefficients d'absorption en fonction de la polarisation de la lumière incidente. En effet, les spectres d'absorption reportés par T. Maiman [128], inventeur du premier laser (qui était d'ailleurs un laser à Rubis), puis repris par W. Koechner dans son livre référence [46], sont faux : il y a une inversion entre les polarisations π et σ , sans doute due à une mauvaise orientation du cristal lors des mesures. Ainsi, nous avons établi les spectres d'absorption dans le cas de notre cristal à l'aide d'un spectro-photomètre de type Perkin-Elmer (Fig. 3.7). Les courbes de la Fig. 3.6, obtenues pour une puissance de 30.8 mW, conduisent finalement aux valeurs suivantes pour la variation de polarisabilité et l'indice de réfraction non-linéaire (les valeurs des constantes et des quantités déduites de la courbe Z-scan sont détaillées dans la Table 3.1) : $\Delta\alpha_p = 2.2 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$ et $n_2 = 1.63 \times 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{W}$.

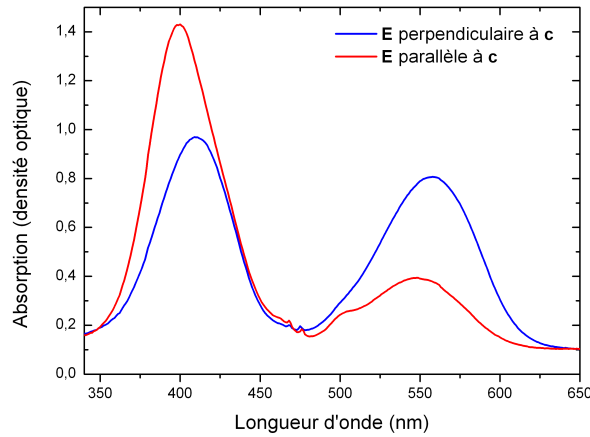


FIGURE 3.7 – Spectre d'absorption de l'échantillon de rubis

Table 3.1 – Paramètres utilisés pour le calcul de $\Delta\alpha_p$ à partir de la relation 3.25

$\Delta\phi$	z_r (cm)	P (mW)	n_0	α_{abs} (m^{-1})	L (mm)	L_{eff} (mm)	τ (ms)
0.92	1.71	30.8	1.76	201	1.11	0.99	3

Ces valeurs sont en accord avec des mesures Z-scan complémentaires que nous avons réalisées à l'IFSC (São Carlos) sur plusieurs échantillons de rubis [101] et ont été de plus confirmées par une expérience Z-scan avec un laser pulsé, menée au CDTA à Alger (Fig. 3.8). Dans cette dernière, le faisceau pompe-sonde utilisé est un faisceau pulsé vert ($\lambda = 532$ nm) délivré par un laser Nd :YAG Q-switché et doublé en fréquence (QUANTEL YAG980-20C). L'impulsion de pompe est suffisamment courte (10 ns) pour pouvoir considérer que les effets thermiques résultant des relaxations non-radiatives entre les niveaux excité et émetteur des ions Cr^{3+} n'évoluent pas pendant la durée de l'impulsion sonde.

Nous avons de plus observé que la valeur de $\Delta\alpha_p$ était environ deux fois plus faible dans le cas d'un champ électrique incident parallèle à l'axe \vec{c} et avons constaté que les valeurs de $\Delta\alpha_p$ étaient constante sur la plage 457-543 nm. Nous pouvons constater que la courbe obtenue sur la voie non-diaphragmée présentée sur la Fig. 3.6(b) est inversée par rapport à celle présentée sur la Fig. 3.2(b). Cela peut s'expliquer par le fait que selon la longueur d'onde, les sections efficaces d'absorption dans l'état fondamental et dans l'état excité peuvent être hiérarchiquement inversées [101].

Afin d'observer le peuplement progressif du niveau excité, nous avons fait varier la durée de

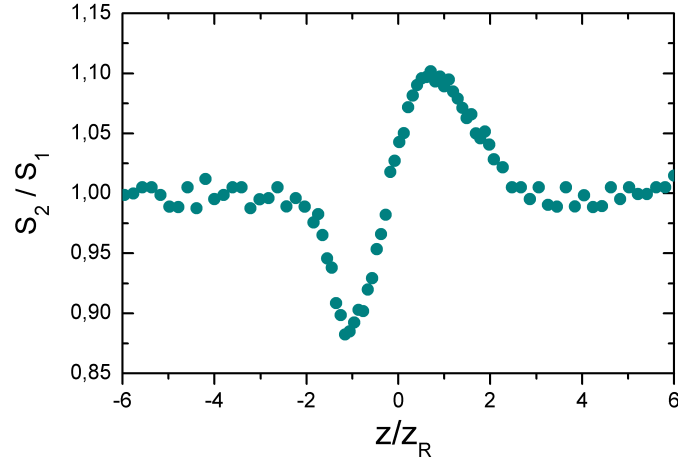


FIGURE 3.8 – Mesure Z-scan avec un laser pulsé (régime nanoseconde)

pompage du cristal à l'aide du modulateur acousto-optique (Fig. 3.9). Nous constatons que le signal augmente (ΔT_{p-v} augmente) lorsque l'on allonge la durée de pompage, peuplant ainsi de plus en plus le niveau supérieur, jusqu'à atteindre un état stationnaire à partir de $t = 8ms$. La mesure de l'effet de lentille de population doit donc se faire sur ce temps. Lorsque l'on augmente encore la durée de pompage (au delà de 20ms), le signal décroît de nouveau, du fait de la saturation du niveau excité. Toutefois, cette courbe est dissymétrique, à cause d'une puissance de

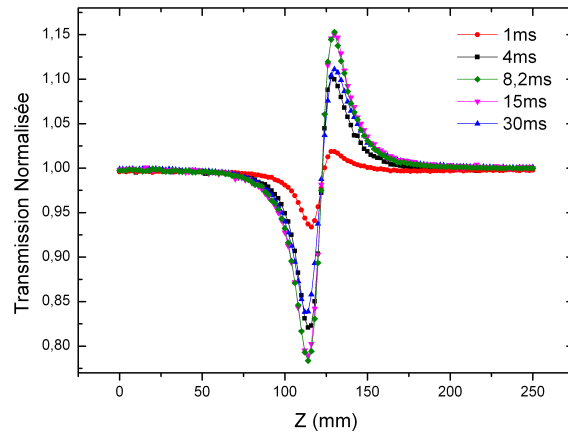


FIGURE 3.9 – Evolution du signal Z-scan en fonction de la durée de pompage

pompe trop importante. Il faut souligner ici qu'aucune valeur de $\Delta\alpha_p$ ne peut être déduite dans ces conditions, le but ici n'étant que de montrer l'évolution de la population et son impact sur l'effet de lentille détecté. Afin de se placer dans de bonnes conditions pour effectuer une mesure de $\Delta\alpha_p$, comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, il faut se placer loin de l'intensité de saturation. Voyons comment cet effet se manifeste expérimentalement, au-delà d'une déforma-

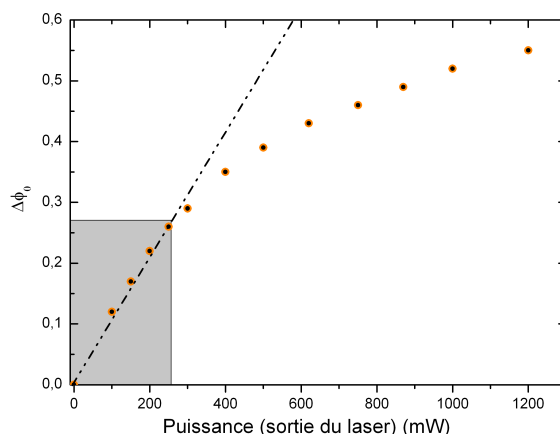


FIGURE 3.10 – Évolution du déphasage non-linéaire en fonction de la puissance du faisceau pompe

tion de la courbe Z-scan. L'évolution du déphasage non-linéaire $\Delta\phi_0$ en fonction de la puissance de pompe doit être une droite passant par l'origine : si cela n'est pas le cas, alors cela signifie que le régime de saturation a été atteint. Nous avons donc fait varier la puissance du faisceau incident sur l'échantillon et enregistré le déphasage induit afin de s'assurer que les mesures ont été effectuées dans les bonnes conditions. Sur la Fig. 3.10, nous observons en effet deux régimes : il faut donc se placer dans la zone grisée afin d'effectuer une mesure pertinente.

Enfin, nous avons constaté que le temps de "repos" entre deux impulsions de pompe doit être au minimum de la même durée que le pompage afin de laisser le temps au système de se relaxer vers l'état fondamental (Fig. 3.11). En effet, une valeur stationnaire pour ΔT_{p-v} est environ atteinte à partir de ce temps.

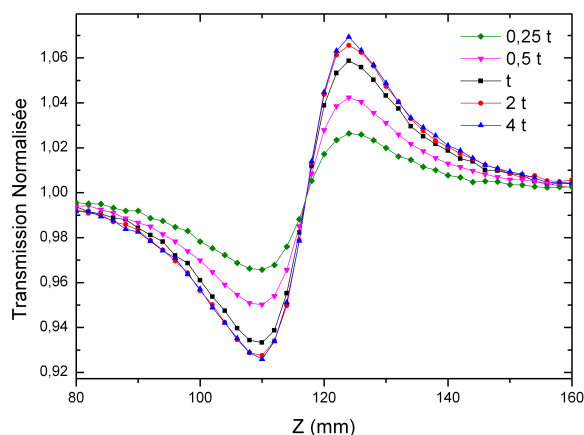


FIGURE 3.11 – Évolution du signal Z-scan en fonction de temps entre deux impulsions de pompe

Cas du Cr :GSGG et Cr :GGG

Après avoir étudié en détails le cas du Rubis, nous nous sommes intéressés à l'étude de deux autres matériaux références : Cr :GSGG (Cr :Gd₃Sc₃(GaO₄)₃, Gadolinium Scandium Gallium Garnet) et Cr :GGG (Cr :Gd₃Ga₅O₁₂, Gadolinium Gallium Garnet). La principale différence avec le Rubis est que, pour ces cristaux, les états 4T_2 et 2E peuvent être peuplés thermiquement à température ambiante, conduisant à une large bande de fluorescence. De plus, les diffusivités thermiques du GSGG et du GGG sont environ cinq fois moins élevées que dans le cas du rubis ($2.18 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ pour le GSGG contre $1.24 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}$ pour le rubis). Les effets thermiques ne peuvent donc pas être négligés ici et la méthode Z-scan résolue en temps doit être employée afin de mesurer $\Delta\alpha_p$. Nous avons donc utilisé un faisceau pompe-sonde issu d'un laser à Krypton (laser à gaz Coherent, $\lambda = 647 \text{ nm}$), modulé par un hacheur mécanique afin de respecter la condition énoncée dans l'Eq. 3.28. Nous avons donc mesuré $\Delta\alpha_p = 3.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$ pour le Cr :GSGG (Fig. 3.12) et $\Delta\alpha_p = 3.6 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$ pour le Cr :GGG. Des

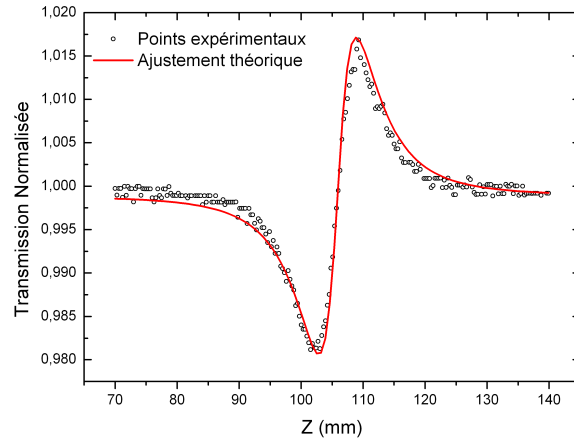


FIGURE 3.12 – Courbe Z-scan pour un cristal de Cr :GSGG

expériences complémentaires, menées à São Carlos sur le Cr :GSGG, ont permis d'observer une forte dispersion de $\Delta\alpha_p$ en fonction de la longueur d'onde. Les valeurs obtenues sont les suivantes² : $\Delta\alpha_p(\lambda = 488 \text{ nm}) = 4.7 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$ et $\Delta\alpha_p(\lambda = 457 \text{ nm}) = 5.8 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$ [101]. La variation de polarisabilité augmente donc quand la longueur d'onde diminue, comme cela fut déjà reporté précédemment [55].

2. Source utilisée : laser à Argon

3.1.4.2 Cristaux dopés Yb^{3+}

Intéressons-nous maintenant au cas de matériaux dopés Yb^{3+} , pour lesquels les variations de polarisabilité sont censées être d'un ordre de grandeur inférieures à celles des matériaux dopés Cr^{3+} [60, 69, 72, 129]. Les diffusivités thermiques de ces cristaux sont du même ordre de grandeur que pour le Cr :GSGG (voir Annexe B), une méthode Z-scan résolue en temps est donc possible.

Les cristaux laser dopés Yb^{3+} sont pompés par une diode laser monomode (Lumics LU0980M450) émettant à $\lambda = 980$ nm à une puissance maximale de 450 mW. Cette longueur d'onde d'émission est ajustable entre 977 et 983 nm en jouant sur la température de la diode, afin de centrer la longueur de pompe sur le pic d'absorption du matériau considéré (autour de 980 nm pour les matériaux dopés Yb, voir Fig. 3.13). Le faisceau issu de cette diode peut être considéré comme parfaitement Gaussien ($M_x^2 = 1.09$ et $M_y^2 = 1.05$). Ici encore, ce faisceau est modulé à l'aide d'un hacheur mécanique dont la fréquence est ajustée de façon à discriminer correctement les effets thermiques des effets électroniques. Nous réalisons tout d'abord la mesure de $\Delta\alpha_p$ pour

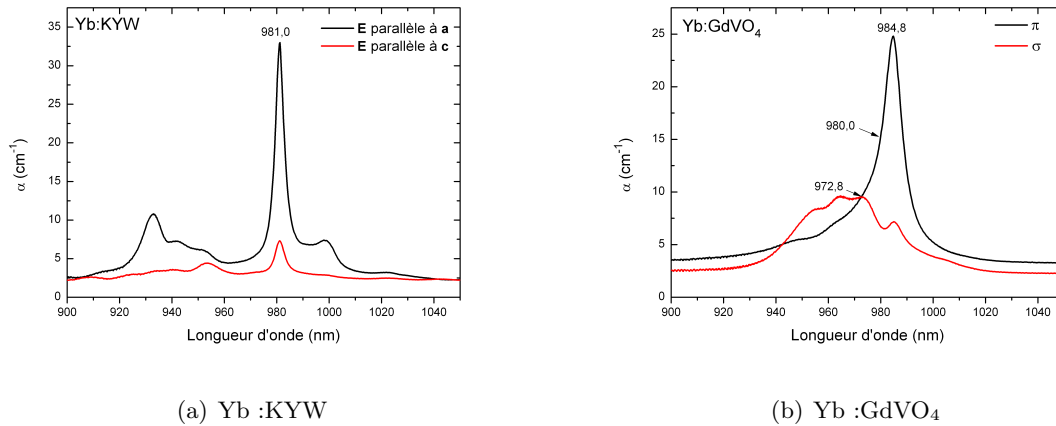


FIGURE 3.13 – Spectres d'absorption pour deux matériaux dopés Yb^{3+}

trois cristaux laser (un tungstate et deux vanadates) : Yb :KYW, Yb :GdVO₄ et Yb :YVO₄. Le faisceau de pompe focalisé a un rayon $w = 90 \mu\text{m}$ au plan du beam-waist et est haché à une fréquence de 660 Hz (GdVO₄), 250 Hz (KYW) ou 825 Hz (Yb :YVO₄) afin de n'observer que l'effet de population. Les courbes Z-scan obtenues sont présentées sur la Fig. 3.14 : celles-ci sont nettement plus bruitées que précédemment du fait d'un effet de population dix fois moins important, néanmoins nous pouvons clairement mesurer cet effet (courbes réalisées dans la polarisation où l'absorption est la plus forte). Les variations de polarisabilité obtenues sont résumées dans la Table 3.2. Les valeurs de $\Delta\alpha_p$ obtenues pour KYW et GdVO₄ semblent en accord avec les résultats obtenus précédemment par d'autres techniques (à 632 nm [69]). En revanche la valeur

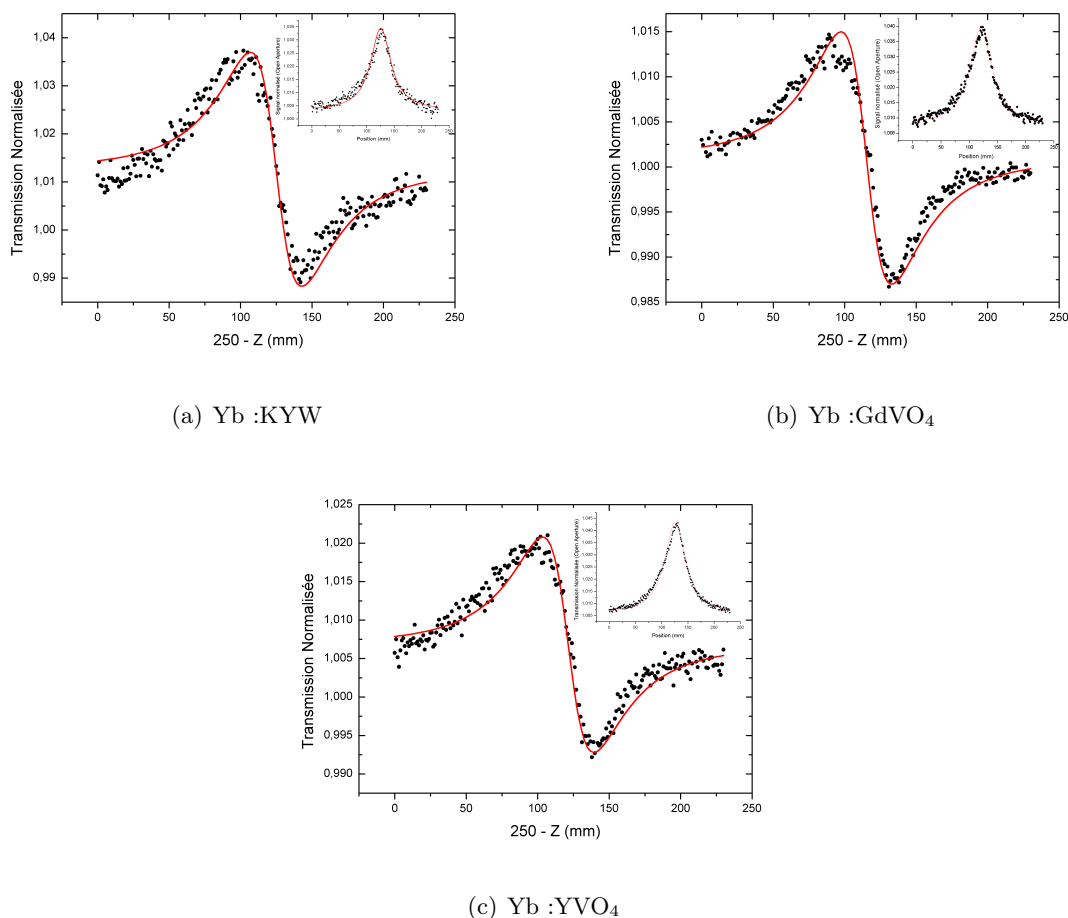


FIGURE 3.14 – Courbes Z-scan résolues en temps

obtenue pour YVO₄ paraît surestimée par notre technique, par rapport aux résultats donnés par les méthodes interférométriques et de diffractométrie [69, 72]. D'autres matériaux dopés Yb³⁺ ont été testés, tel que l'Yb :CaF₂, absorbant très peu : ainsi, il n'a pas été possible d'obtenir de trace Z-scan de qualité et donc de remonter à la variation de polarisabilité. Il est donc crucial de rendre le Z-scan plus sensible afin de pouvoir détecter des non-linéarités plus faibles. Cette problématique est au centre de la section suivante et du chapitre 4.

3.2 Amélioration de la technique Z-scan et de sa sensibilité

La notion de sensibilité rend compte de la capacité d'une technique à mesurer de faibles variations d'indice. On peut la définir de la façon suivante :

$$\text{Sensibilité} = \frac{\lambda}{n} \quad (3.29)$$

Où $n = 2\pi/\Delta\phi$, $\Delta\phi$ étant le plus petit déphasage mesurable par la technique. La technique Z-scan classique atteignant une sensibilité de "seulement" $\lambda/300$, il est donc nécessaire de trouver

Table 3.2 – Résultats obtenus pour des matériaux dopés Yb³⁺

Cristal	Yb :KYW	Yb :GdVO ₄	Yb :YVO ₄
Épaisseur (mm)	1	1	0.96
Dopage (at. %Yb)	5	3	1.98
λ_{pompe} (nm)	978.2	980	982.0
$\Delta\alpha_p$ ($\times 10^{-26}$ cm ³)	3.6	3.5	5.7

des solutions permettant d'obtenir des sensibilités bien plus élevées et ainsi avoir accès à la mesure de variations d'indice plus petites ou simplement d'utiliser des sources d'excitation de plus faibles puissances. Dans cette section, nous dresserons donc un état de l'art des différentes améliorations de la méthode Z-scan puis présenterons une méthode mise au point durant cette thèse permettant d'augmenter fortement la sensibilité mais aussi de souligner les limitations des différentes techniques en termes d'amélioration de cette sensibilité.

3.2.1 Etat de l'art des techniques disponibles et augmentation de la sensibilité

A partir de la technique initiale créée par M. Sheik-Bahae *et al.*, une myriade de méthodes ont donc été développées. Ainsi, différentes voies ont été explorées : changement dans le profil du faisceau incident, optimisation de la théorie, changement de la partie "détection" ou bien modifications drastiques de la géométrie du montage original.

Des faisceaux uniformisés, ou "top-hat beams" (avec un facteur d'amélioration (I.F.) de 2.5) [130, 131], aux faisceaux de Bessel (I.F. ≈ 40) [132] en passant par les faisceaux de Laguerre-Gauss [133], la plupart des profils d'intensité standards ont été testés avec succès. L'influence de la déviation par rapport au caractère Gaussien du faisceau a aussi été quantifiée [134–136]. Ainsi, des raffinements ont été apportés en prenant en compte les interactions entre le faisceau sonde et le milieu non-linéaire et des expériences à deux faisceaux ont permis des mesures dans les cas de fortes absorptions [137–139]. La théorie initiale a aussi été ajustée afin de s'affranchir des défauts intrinsèques liés aux hypothèses de base telles que l'épaisseur de l'échantillon ou encore la force de la non-linéarité [134, 140]. Sachant que la sensibilité de la technique est fortement liée à celle du détecteur, une façon logique de gagner en précision est de changer le couple diaphragme-photodiode. Une méthode très répandue, connue sous le nom de *eclipsing* Z-scan (EZ-scan), consiste à remplacer le diaphragme par un "stop" circulaire [141], permettant

d'obtenir une sensibilité théorique de $\lambda/10^4$.

Cependant, quid de la pertinence de facteurs d'amélioration si importants sachant qu'ils correspondent à très faibles signaux transmis et à de mauvais rapports signal sur bruit. Ainsi, un article récent [142] tend à montrer que si l'on considère l'efficacité de diffraction (*i.e.* si l'on considère seulement l'énergie diffractée par le processus non-linéaire), le gain réel en terme de sensibilité n'est pas si important et les sensibilités du Z-scan et du EZ-scan sont similaires. En effet, usuellement, le signal Z-scan (ou EZ-scan) est normalisé par rapport au signal obtenu dans le régime linéaire. Toutefois, ce dernier pouvant devenir très faible, il en résulte une diminution du rapport signal sur bruit et donc de la précision des mesures. Ce point sera discuté en détail dans la section suivante.

Une technique plus sophistiquée consiste à suivre l'évolution de l'allure du faisceau avec une caméra CCD et d'en déduire les caractéristiques non-linéaires du cristal par le biais d'un traitement numérique [143]. Enfin, des changements de la forme générale du montage Z-scan ont été proposés : introduction d'un objet de phase dans un système 4f (PO-Z-scan [144]), utilisation de la réflexion sur le milieu dans les cas de fortes absorptions (R-Z-scan [145–147]), cas de la technique fast-scan [148], très pratique du point de vue de l'alignement, où la courbe est donnée quasi-instantanément en faisant osciller rapidement l'échantillon, etc...

Cette liste ne peut bien sûr pas être exhaustive [149, 150] et le nombre de techniques est en perpétuelle augmentation [151]. Toutes ces techniques apportent effectivement des améliorations (avec des sensibilités dépassant $\lambda/15000$ [152]) mais pour la plupart, elles impliquent des inconvénients majeurs en terme de simplicité les rendant moins attractives que la technique Z-scan originale. De plus, compte-tenu de la précision des mesures obtenues, la recherche est toujours très active dans ce domaine. En effet, même pour des matériaux de référence tels que le CS₂ ou le quartz, une grande dispersion dans les valeurs expérimentales est observée (jusqu'à un ordre de grandeur [153]).

3.2.2 Utilisation d'un EOD et limitations en termes d'amélioration de la sensibilité

Dans cette partie, nous allons donc présenter une variante de la technique Z-scan dans laquelle un EOD de phase est utilisé pour améliorer la sensibilité de la technique. La sensibilité ultime de la technique Z-scan réside dans sa capacité à mesurer la plus petite variation possible

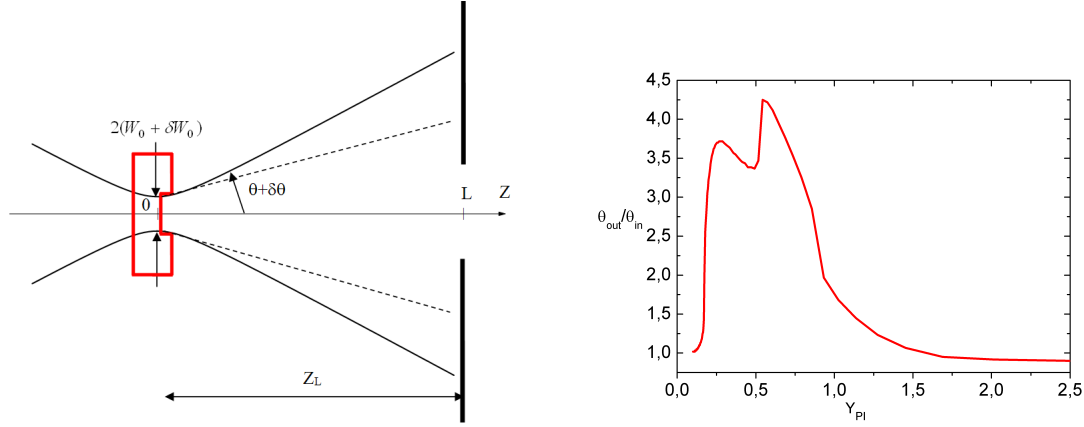
de transmission du diaphragme ΔT_{p-v} lors de la translation de l'échantillon. Une méthode utilisant un simple élément optique diffractif binaire a récemment été étudiée au laboratoire [154] dans le but d'augmenter de manière considérable cette sensibilité. Sachant que la réfraction non-linéaire causée par le faisceau pompe-sonde augmente ou diminue sa divergence en sortie d'échantillon, l'amplification de cette variation devrait forcément amplifier la grandeur ΔT_{p-v} et ainsi la sensibilité de la technique. Un composant optique remplissant cette fonction est donc requis et c'est précisément le cas du trou de phase [155] déphasant de π étudié précédemment. Dans cette partie, nous allons donc tester expérimentalement cette technique et discuter les résultats obtenus, en particulier en termes d'amélioration réelle de la sensibilité. En effet, l'amélioration de la sensibilité (tout comme dans la technique EZ-scan) repose sur l'utilisation d'une transmission normalisée : ainsi, l'utilisation de faibles signaux permet d'augmenter artificiellement la sensibilité de la technique.

Transmission normalisée dans le cas d'une petite ouverture

Afin de clarifier notre approche en terme d'amélioration de sensibilité, il faut garder à l'esprit que la technique Z-scan classique peut être vue comme un diagnostic de divergence. En effet, si le faisceau focalisé incident sur l'échantillon est caractérisé par une divergence θ alors le faisceau à la sortie de l'échantillon aura une divergence $\theta + \delta\theta$ où le signe de $\delta\theta$ dépend du signe de l'effet de lentille non-linéaire et de la position de l'échantillon par rapport au plan focal de la lentille de focalisation. Ainsi, la sensibilité de la technique peut être amélioré en "amplifiant" $\delta\theta$, *i.e.* en augmentant le contraste ΔT_{p-v} (Fig. 3.15). Nous pouvons nous attendre à un tel effet sachant qu'un faisceau Gaussien de divergence θ_{in} diffractant sur un trou de phase a une divergence en champ lointain θ_{out} plus grande que θ_{in} . Dans un premier temps, afin d'évaluer les performances du trou de phase en tant qu'amplificateur de divergence, nous considérons, séparément du Z-scan, différents rayons au beam-waist pour des faisceaux Gaussiens incidents sur le trou de phase. Nous considérons ainsi arbitrairement un faisceau Gaussien avec un rayon au beam-waist w_0 suivant une fonction sinusoïdale (modulation permettant de simuler l'effet de lentille dépendant du temps) :

$$w_0 = w_0^i + \delta w_0 = w_0^i + \Delta w_0 \sin(\Omega) \quad (3.30)$$

où w_0^i est la valeur non-perturbée de w_0 , c'est-à-dire correspondant à la taille du beam-waist dans le Z-scan classique quand l'échantillon est éloigné du plan focal de la lentille de focalisation (*i.e.* en régime linéaire). Dans le Z-scan classique, le diamètre du diaphragme est considéré suffisamment petit pour que le signal détecté soit proportionnel à l'intensité sur l'axe. L'avantage



(a) Trou de phase placé au beam-waist et variation de (b) Variation du rapport de divergence θ_{out}/θ_{in} en fonction du paramètre $Y_{pi} = \rho_{pi}/W$, pour un faisceau Gaussien de largeur W

FIGURE 3.15 – Le trou de phase vue comme un amplificateur de divergence

d'utiliser un petit diaphragme est que l'intégrale de diffraction employée pour calculer l'intensité sur l'axe du faisceau émergeant du trou de phase est totalement analytique [154], ce qui simplifie considérablement l'analyse. Définissons alors la transmission normalisée du diaphragme \bar{T} à partir du rapport des intensités sur l'axe :

$$\bar{T} = I(w_0)/I(w_0^i) \quad (3.31)$$

Et le facteur multiplicatif η par lequel la sensibilité du montage devrait être multipliée :

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{d\bar{T}_2/d(\delta w_0)}{d\bar{T}_1/d(\delta w_0)} \Big|_{\delta w_0=0} \\ &= 1 + \frac{2Y_{pi}^2 \exp(-Y_{pi}^2) [2\exp(-Y_{pi}^2) - 1]}{1 + 4\exp(-Y_{pi}^2) [\exp(-Y_{pi}^2) - 1]} \end{aligned} \quad (3.32)$$

où $Y_{pi} = \rho_{pi}/w_0^i$ est le rayon normalisé du trou de phase et \bar{T}_2 (resp. \bar{T}_1) est la transmission normalisée du diaphragme avec (resp. sans) trou de phase. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, le paramètre Y_{pi} est un facteur clef régissant les propriétés du trou de phase. La Fig. 3.16 montre qu'une amélioration du facteur multiplicatif η par plusieurs centaines apparaît quand Y_{pi} est proche de 0.83, *i.e.* quand le dénominateur de l'Eq. 3.32 est très proche de zéro.

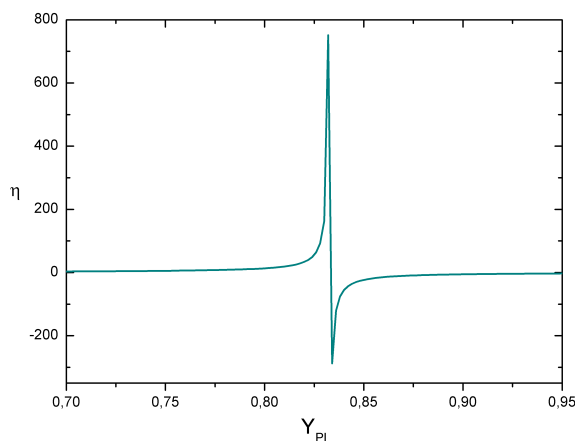


FIGURE 3.16 – Variation du facteur multiplicatif η en fonction du paramètre Y_{pi}

La conclusion obtenue dans [154] est qu’une expérience Z-scan basée sur la combinaison d’un diaphragme et d’un trou de phase devrait avoir une sensibilité supérieure à celle du EZ-scan. Cela semble correct d’un point de vue théorique mais néanmoins très questionable expérimentalement sachant que ce phénomène provient entièrement de l’utilisation d’une transmission normalisée dont les composantes (transmissions absolues) peuvent tendre vers zéro. Nous montrerons par la suite que le même problème peut se produire dans le cas du EZ-scan et tenterons de clarifier ces questions.

La première question à soulever est celle de la compatibilité entre les courbes des Figs. 3.15(b) et 3.16. En effet, si le trou de phase se comporte comme un multiplicateur de variation de divergence, comme supposé dans un premier temps, la valeur maximale pour η devrait se trouver à une valeur de Y_{pi} où la courbe (Fig. 3.16) possède la pente la plus forte, *i.e.* où la variation de divergence est la plus sensible à Y_{pi} . Toutefois, ce n’est pas le cas, comme on l’observe sur la Fig. 3.17 représentant la variation de la dérivée de $X = \theta_{out}/\theta_{in}$ en fonction de Y_{pi} . En conséquence, nous devons comprendre ce qu’il se passe pour $Y_{pi} = 0.83$. Dans ce but, considérons simplement l’intensité sur l’axe $I(w_0^i)$ du champ diffracté dans le plan du diaphragme, qui est proportionnel au dénominateur de l’eq. 3.32 [154]. Pour $Y_{pi} = 0.83$, l’intensité sur l’axe $I(w_0^i)$ est égale à zéro sachant que le faisceau mis en forme par le trou de phase à un profil de faisceau creux (Fig. 1.23). Ainsi, l’énorme amélioration présentée sur la figure 3.16 peut être attribuée à la normalisation de la transmission du diaphragme \bar{T} .

L’amélioration apportée par le stop dans le cas du montage EZ-scan [141] est aussi due à une

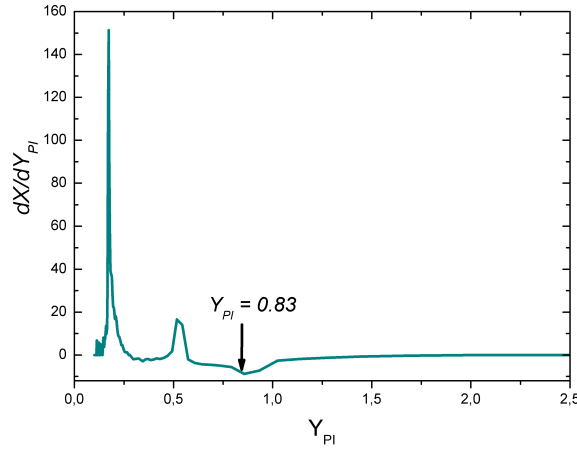


FIGURE 3.17 – Variation de la dérivée de $X = \theta_{out}/\theta_{in}$ en fonction de Y_{pi}

division par une faible intensité lors de l'utilisation de la transmission normalisée. Ceci peut être démontré en considérant un cas pratique dans lequel les paramètres de l'Eq. 3.30 sont $w_0^i = 0.1$ mm et $\Delta w_0 = 0.01$ mm. Le contraste normalisé $\Delta \bar{T}_{pv}$ est déterminé pour une longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm comme une fonction de r_0 , le rayon du stop ou du diaphragme, placé à une distance $z_L = 600$ mm du trou de phase. Tout d'abord, rappelons que les transmissions T_D du diaphragme et T_S du stop peuvent être écrites comme :

$$T_D = 1 - \exp(-2Y^2) \quad (3.33)$$

$$T_S = 1 - T_D \quad (3.34)$$

où $Y = r_0/w$, avec w le rayon du faisceau Gaussien à la distance z_L . Il est alors clair à partir des Eqs. 3.30, 3.33 et 3.34 que la différence de transmission entre les minima et maxima est la même que l'on utilise un stop ou un diaphragme. En d'autres termes, les contrastes non-normalisés (absolus) sont égaux que la technique soit basée sur un diaphragme ou un stop. Toutefois, les contrastes normalisés peuvent être très différents puisqu'ils sont calculés comme le rapport du contraste non-normalisé sur la transmission moyenne, cette dernière pouvant être très faible dans le cas d'un stop dont le rayon r_0 est grand. Ces arguments sont illustrés sur la Fig. 3.18. Au premier regard, on pourrait être tenté de dire que la sensibilité est augmentée de manière considérable en remplaçant le diaphragme par un stop. Cependant, cela résulte seulement de la division par une petite valeur lors du calcul de $\Delta \bar{T}_{pv}$. En pratique, augmenter la sensibilité tout en diminuant la transmission globale conduit à un mauvais rapport signal sur bruit (S/B). L'augmentation réelle de la sensibilité est alors discutable. Dans le cas de l'augmentation de la sensibilité du Z-scan à l'aide du trou de phase, nous pourrions donc tirer les mêmes conclusions que dans le cas du EZ-scan.

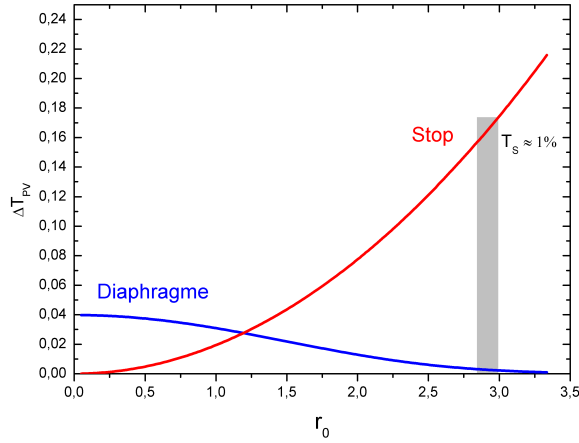


FIGURE 3.18 – Variation du contraste normalisé $\Delta\bar{T}_{pv}$ en fonction de r_0 . NB : l'augmentation de sensibilité atteinte par le stop se traduit par une faible transmission du stop T_S

Ainsi, il faut trouver un bon équilibre entre l'augmentation de sensibilité et une transmission globale suffisamment importante. Dans ce but, nous devons considérer un montage pratique basé sur un trou de phase combiné à une ouverture circulaire dont la transmission est ajustée afin de remplir les conditions précédentes. Avant de discuter cette question dans le prochain paragraphe, intéressons nous à l'influence du déphasage introduit par le trou de phase sur le facteur d'amélioration η . Une expression générale de η peut être obtenue pour un déphasage $\phi \neq \pi$:

$$\eta = 1 + \frac{2Y_{pi}^2 \sin^2(\phi/2) \exp(-Y_{pi}^2) [2\exp(-Y_{pi}^2) - 1]}{1 + 4\sin^2(\phi/2) \exp(-Y_{pi}^2) [\exp(-Y_{pi}^2) - 1]} \quad (3.35)$$

Par exemple, si nous considérons une erreur de gravure de 10 nm sur 1064 nm (dans le cas où $\lambda = 1064$ nm et $n = 1.5$), ce qui est acceptable du point de vue de la fabrication, alors cette erreur conduit à une déviation du déphasage $\Delta\phi = 1.7^\circ$, c'est-à-dire inférieure à 1%, ce qui peut être considéré comme négligeable. Cependant, nous avons observé que ce n'est pas le cas et que η s'effondre dès que le déphasage s'éloigne de la valeur exacte de π , comme on peut le voir sur la Fig. 3.19. Physiquement, ce comportement peut se comprendre car le déphasage de π engendre une intensité nulle dans la partie centrale du champ à la sortie du montage. Nous pouvons alors conclure qu'il n'est pas raisonnable de combiner un trou de phase et un diaphragme très fermé pour deux raisons : (i) le facteur multiplicatif η est trop sensible au déphasage ϕ , rendant la fabrication de l'objet de phase très difficile, (ii) l'intensité diffractée sur l'axe disparaît pour $Y_{pi} = 0.83$, rendant le rapport S/B très petit. Dans la suite, nous allons donc

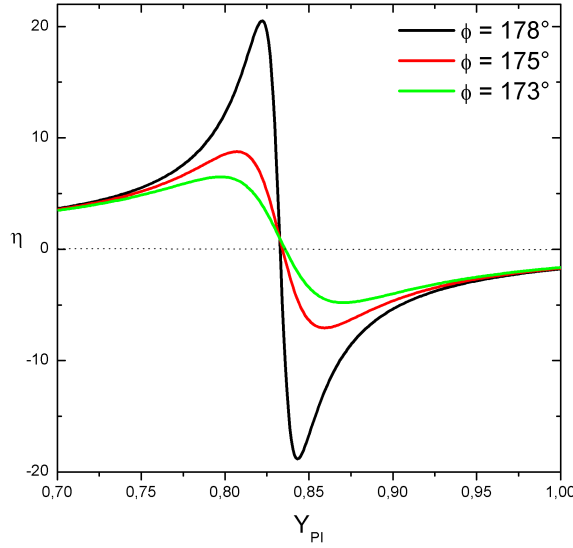


FIGURE 3.19 – Variation de η en fonction de Y_{pi} pour des déviations $\Delta\phi$ de 2° , 5° et 7°

montrer que l'utilisation d'un diaphragme plus ouvert permet de résoudre ces deux problèmes mais au détriment du facteur multiplicatif η .

Transmission normalisée dans le cas d'une ouverture finie

Notre but est maintenant d'étudier l'influence de l'ouverture du diaphragme sur η et de voir comment cela affecte la dépendance de la sensibilité au déphasage introduit par le trou de phase. La distribution d'intensité du faisceau diffracté par l'EOD dans le plan du diaphragme peut être déterminée par la formule de Fraunhofer :

$$I(r, z_L) = \left| \frac{2\pi}{\lambda z_L} \int_0^\infty \tau_{pi}(\rho) E_{in}(\rho) \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z_L}\right) J_0\left(\frac{2\pi\rho}{\lambda z_L} r\right) \rho d\rho \right|^2 \quad (3.36)$$

où r est la coordonnée radiale dans le plan du diaphragme, J_0 la fonction de Bessel d'ordre zéro et E_{in} le champ associé au faisceau Gaussien défini par l'Eq. 1.15. La transmission non-normalisée T du diaphragme de rayon r_0 est donnée par le rapport :

$$T = \frac{\int_0^{r_0} I(r, z_L) r dr}{\int_0^\infty I(r, z_L) r dr} \quad (3.37)$$

et la transmission normalisée peut s'écrire comme :

$$\bar{T} = \frac{T(w_0)}{T(w_0^i)} \quad (3.38)$$

En contraste avec ce que nous avons observé précédemment, la transmission normalisée diminue autour de $Y_{pi} = 0.83$ mais ne tombe jamais à zéro, comme le montre la Fig. 3.20. Les valeurs

minimales de $T(w_0^i)$ pour différentes transmissions initiales du diaphragme sont données dans la Table 3.3.

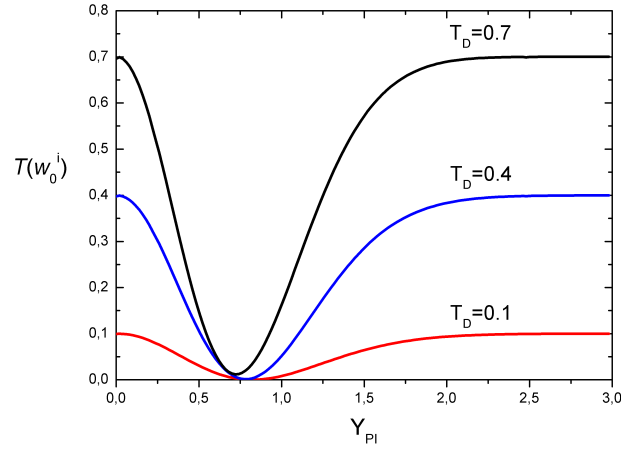
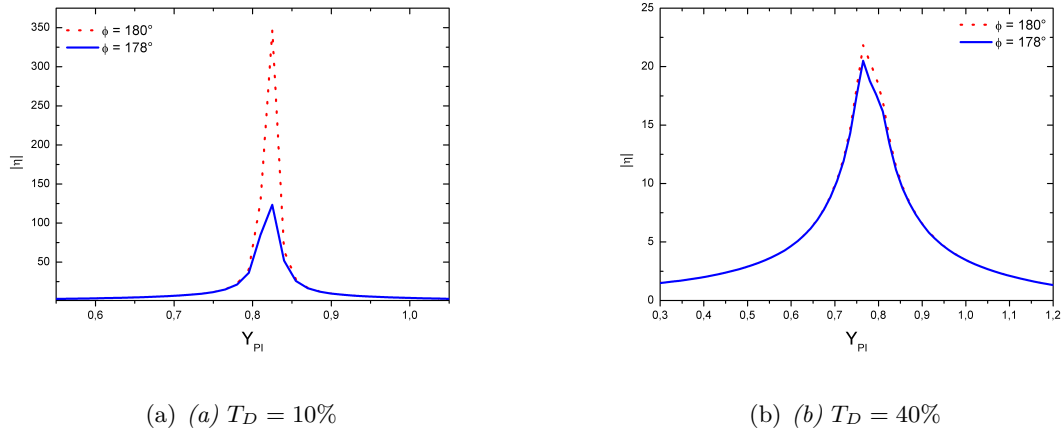


FIGURE 3.20 – Variation de la transmission non-normalisée du diaphragme $T(w_0^i)$ avec Y_{pi} pour différentes valeurs de T_D , la transmission du diaphragme sans trou de phase

Table 3.3 – Variation de T_{min} , le minimum de transmission du diaphragme $T(w_0^i)$, en fonction de T_D

$T_D(\%)$	5	10	20	30	40	50	60	70	80
$T_{min}(\%)$	9.8×10^{-4}	1.4×10^{-3}	1.6×10^{-2}	4.2×10^{-2}	0.11	0.27	0.58	1.18	2.45

On peut voir que plus T_D est grand, plus le minimum de transmission $T(w_0^i)$ est grand. Ainsi, on peut s'attendre à une diminution de la valeur maximale de η quand le diaphragme est ouvert, à cause de la normalisation de T . Cela est illustré sur la Fig. 3.21. Quand T_D est plus grand, *i.e.* quand le diaphragme est plus ouvert, η est moins sensible aux changements de déphasage mais dans le même temps devient plus petit. Dans le Z-scan classique, l'utilisation d'une transmission normalisée est élégante sachant qu'elle nous conduit à utiliser une formule analytique simple pour déterminer le déphasage non-linéaire à partir de la valeur expérimentale de $\Delta\bar{T}_{pv}$ [94]. Cependant, nous avons vu que cela pouvait intrinsèquement cacher un mauvais rapport S/B. Ainsi, considérons maintenant les propriétés de la transmission non-normalisée du diaphragme plutôt que de la transmission normalisée. Dans cette optique, nous appliquons les Eqs. 3.30, 1.16 et 3.33 afin d'obtenir les variations de transmission du diaphragme T_D , placé dans le champ lointain, sans trou de phase et pour les mêmes valeurs de w_0^i et Δw_0 que précédemment. A

(a) (a) $T_D = 10\%$ (b) (b) $T_D = 40\%$ FIGURE 3.21 – Cas de l'ouverture finie : variation de η en fonction de Y_{pi} .

partir de ces variations, nous pouvons déduire le contraste non-normalisé $\Delta T_D = T_{Dmax} - T_{Dmin}$ (Fig. 3.22). Comme discuté précédemment, le contraste normalisé $\Delta \bar{T}_{p-v}$ est maximum pour

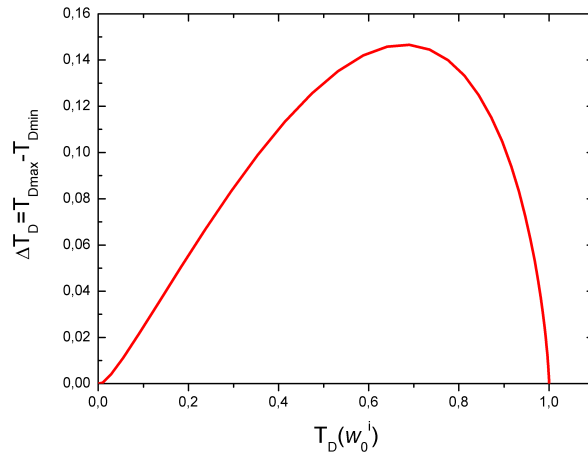


FIGURE 3.22 – Variation du contraste non-normalisé $\Delta T_D = T_{Dmax} - T_{Dmin}$ en fonction de $T_D(w_0^i)$ dans le cas où le diaphragme est placé dans le champ lointain d'un faisceau Gaussien ayant un rayon au beam-waist donné par l'eq. 3.30

un rayon du diaphragme r_0 tendant vers 0 (Fig. 3.18) et pour un contraste non-normalisé ΔT_D tendant vers 0. Typiquement, les mesures expérimentales de Z-scan sont effectuées avec $T_D(w_0^i)$ d'environ 5%. Pour cette valeur, T_{Dmax} et T_{Dmin} sont si proches et faibles (moins de 1%) que les mesures deviennent problématiques à cause d'un faible rapport S/B. Cependant, nous observons sur la Fig. 3.22 qu'un meilleur point de fonctionnement devrait se trouver à l'optimum de la courbe, *i.e.* à une transmission initiale de l'ouverture de 70%. Cette transmission initiale donne naissance dans ce cas à un contraste non-normalisé ΔT_D d'environ 15%. Nous pouvons noter

que le maximum de ΔT_D augmente avec le rapport $\Delta w_0/w_0^i$. Des mesures Z-scan sont alors possibles, par exemple avec des lasers faiblement puissants, moyennant l'utilisation de modèles numériques pour analyser les enregistrements.

Mesures expérimentales

Nous réalisons donc maintenant la démonstration expérimentale de la capacité du trou de

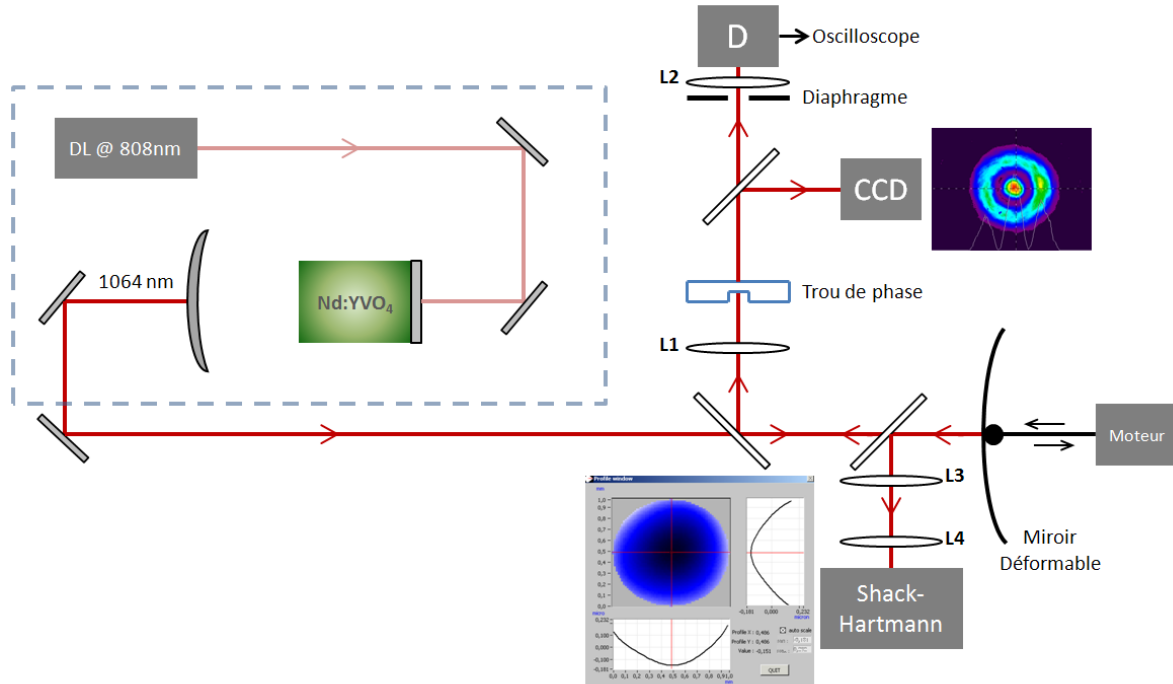


FIGURE 3.23 – Dispositif expérimental

phase à augmenter le contraste $\Delta \bar{T}_{p-v}$ en utilisant un diaphragme de transmission $T_D = 12\%$. Dans ce but, nous utilisons un faisceau à $\lambda = 1064$ nm issu d'un laser continu Nd :YVO₄ d'une puissance de 30 mW et possédant un facteur M^2 de 1.1. La modulation du faisceau laser est effectuée par un miroir déformable fabriqué au laboratoire [156]. La surface déformable est constituée d'une lame de silicium polie de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur laquelle une couche d'or a été déposée afin d'en améliorer la réflectivité. La lame de silicium est maintenue entre deux anneaux et est périodiquement déformée par un piston à l'aide d'un petit moteur électrique, permettant ainsi de moduler la divergence du faisceau laser. Pour s'assurer que le contact entre l'actuateur et la lame réfléchissante soit ponctuel, le piston est prolongé par une petite bille métallique. Initialement (sans déformation), la surface réfléchissante se comporte donc comme un miroir plan puis devient équivalente à un miroir convexe dont le rayon de courbure change lorsque l'actuateur se déplace.

Les performances du miroir déformable ont été contrôlées en imageant sa surface sur un mesureur de front d'onde Shack-Hartmann (HASO 32, Imagine Optics) pour différentes positions de l'actuateur. L'aberration induite par le miroir déformable dépend de la pièce mécanique maintenant la lame de silicium, de la position de l'actuateur et de la largeur du faisceau incident. Afin de s'assurer que le faisceau réfléchi soit Gaussien, l'aberration introduite par le miroir doit idéalement rester quadratique. Le mesureur de front d'onde donne une décomposition des aberrations sur la base des polynômes de Zernike : nous avons ainsi constaté que le terme prépondérant reste le "defocus" (Z_2^0 , effet de lentille pur) pour des grandes déformations (180 μm environ) alors que pour de petites déformation (de 20 à 40 μm), les trois premiers coefficients de la base de Zernike ont la même amplitude, le faisceau réfléchi gardant ainsi son allure Gaussienne (les deux premiers coefficients, Z_1^1 et Z_1^{-1} , représentant seulement le tilt). Il faut ainsi surveiller cet effet durant les mesures de transmission du diaphragme. Cette transmission a été déterminée à deux instants : t_1 quand le miroir est plan (le piston n'a pas encore atteint la lame déformable) ; t_2 quand le miroir est déformé. La variation relative de la divergence du faisceau réfléchi a été estimée autour de 10%.

Le faisceau laser réfléchi par le miroir déformable est focalisé par une lentille (L_1 sur la Fig. 3.23) permettant d'obtenir un front d'onde plan au niveau du plan focal et ainsi y placer le trou de phase. Cela est nécessaire sachant que la mise en forme induite par le trou de phase dépend aussi bien du rayon de courbure du faisceau incident que du paramètre de troncature Y_{pi} [102]. Ainsi, placer le trou de phase au plan focal de la lentille permet de simplifier le problème, la mise en forme ne dépendant plus que du paramètre Y_{pi} .

La transmission du diaphragme est proportionnelle à la tension V délivrée par le photodétecteur placé au plan focal de L_2 . Le contraste normalisé est alors déterminé de la même façon que dans le modèle théorique et peut être écrit de la façon suivante :

$$\Delta\bar{T}_{pv} = \frac{V(t_2) - V(t_1)}{V(t_1)} \quad (3.39)$$

Afin de vérifier la capacité du trou de phase à améliorer le contraste $\Delta\bar{T}_{pv}$, nous avons mesuré le facteur multiplicatif expérimental η_{exp} défini comme :

$$\eta_{exp} = \frac{\Delta\bar{T}_{pv} \text{ (avec trou de phase)}}{\Delta\bar{T}_{pv} \text{ (sans trou de phase)}} \quad (3.40)$$

La première étape consiste à ajuster la transmission T_D du diaphragme sans trou de phase en utilisant le miroir déformable non-déformé. La transmission T_D est déterminée comme le rapport

des puissances optiques après et avant le diaphragme et est fixée constante à 12% durant toute l'expérience. En appliquant les Eqs. 3.39 et 3.40 pour environ 50 valeurs de Y_{pi} , nous obtenons les variations du facteur multiplicatif expérimental η_{exp} présentée sur la Fig. 3.24. Nous pouvons ainsi tirer les conclusions suivantes :

- La valeur maximale de η_{exp} est d'environ 350, ce qui est en bon accord avec les simulations théoriques de la Fig. 3.21.
- Le maximum de η_{exp} est observé pour $Y_{pi} \approx 0.91$ alors que l'on pourrait s'attendre à l'observer pour $Y_{pi} = 0.83$. Cependant, considérant les incertitudes expérimentales, cette valeur paraît satisfaisante.

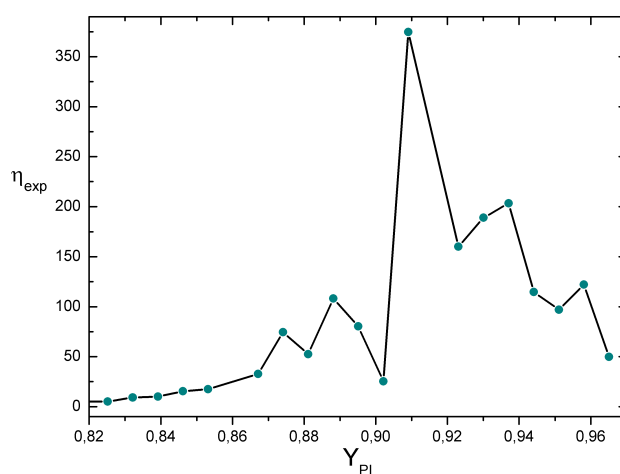


FIGURE 3.24 – Variation de η_{exp} en fonction de Y_{pi}

Bilan

Cette "simulation expérimentale" nous a permis de démontrer que la sensibilité de la technique Z-scan pouvait être augmentée d'un facteur 350 simplement en ajoutant un élément optique diffractif binaire au montage. Cependant, dans [154], l'amélioration de sensibilité de la technique Z-scan était interprétée en terme du caractère "amplificateur de divergence" du trou de phase. Nous avons montré que bien que cette méthode fonctionne, son interprétation n'est pas correcte. En fait, l'amélioration de sensibilité ne provient que de l'utilisation de transmissions normalisées, qui sont augmentées "artificiellement" par la diminution du signal moyen transmis. Les origines de cette amélioration sont donc les mêmes que celles du EZ-scan, sauf que dans notre cas, la mise en forme par le trou de phase permet de réduire encore le signal transmis. L'amélioration expérimentale de la sensibilité est donc limitée du fait d'un mauvais rapport S/B. Cependant, en

trouvant un équilibre entre la transmission globale et l'augmentation de sensibilité, nous avons montré qu'un facteur 350 était en effet atteignable. Il faut toutefois pondérer cette valeur par le fait qu'il faille, dans le cas de cette expérience Z-scan modifiée, réécrire un modèle afin de prendre en compte l'effet du trou de phase, perdant ainsi la simplicité de la théorie initiale du Z-scan.

Conclusion

La méthode Z-scan étudiée tout au long de ce troisième chapitre s'est révélée être une technique particulièrement simple et efficace pour mesurer les effets de lentille. En utilisant une technique Z-scan résolue en temps, jouant sur les temps de réponse différents des phénomènes électroniques et thermiques, il a alors été possible de quantifier l'effet de population ainsi que la variation de polarisabilité inhérente à celui-ci pour des matériaux dopés Cr^{3+} et Yb^{3+} . Dans l'optique d'un besoin continu d'augmenter la sensibilité de cette technique, afin d'accéder à la mesure de très faibles variations d'indice, de nombreuses améliorations du Z-scan ont été proposées, permettant d'atteindre des sensibilités remarquables, mais souvent au détriment de la simplicité, atout majeur de la technique originelle. Nous avons nous-même présenté une amélioration du Z-scan, basée sur l'utilisation d'un EOD de phase, ce qui nous a permis de souligner le caractère artificiel de certaines améliorations lorsqu'elles sont dues à la normalisation par des signaux très faibles. Ce point doit être considéré avec une grande attention lors de la mesure d'un effet de lentille ou de la mise en place d'une nouvelle technique de mesure. Le chapitre suivant concerne justement une amélioration originale et efficace de la méthode Z-scan, préservant la simplicité théorique et expérimentale de la technique initiale tout en atteignant une sensibilité très importante, sans que celle-ci ne soit liée à un quelconque effet de normalisation.

La technique *Baryscan*

Introduction et objectifs

Nous avons vu précédemment qu'il y avait un besoin incessant de techniques de mesure de variations d'indice toujours plus précises. Toutefois, nous avons vu que toute nouvelle technique devait répondre au "cahier des charges" suivant : la méthode doit présenter une sensibilité très importante tout en conservant la simplicité ayant fait le succès du Z-scan. Ce dernier chapitre concerne donc la mise au point théorique puis expérimentale d'une nouvelle technique que nous avons appelé *Baryscan*, dérivée du Z-scan, pour la mesure de très faibles non-linéarités optiques. Nous montrerons que cette technique, basée sur l'utilisation d'un Position Sensitive Detector (PSD), permet d'atteindre une très forte sensibilité, jusqu'à 170 fois celle du Z-scan, soit l'une des plus importante rencontrée jusqu'à présent. Dans un premier temps, dans le cadre d'une démonstration de faisabilité, nous exposerons le principe théorique de cette méthode permettant de mesurer tout effet de lentille puis validerons expérimentalement la technique en mesurant un effet de lentille de population dans du Rubis, afin de pouvoir comparer avec les résultats donnés par le Z-scan. Dans un deuxième temps, nous mettrons en place une technique Baryscan résolue en temps afin de séparer thermique et électronique, que nous validerons avec l'échantillon référence de Cr :GSGG. Enfin, nous discuterons des multiples possibilités qu'offre cette méthode pour être améliorée à travers l'utilisation d'un EOD de phase pour augmenter sa sensibilité.

4.1 Mesure d'effets de lentille avec la technique Baryscan

Nous allons maintenant présenter une variante de la technique Z-scan, que nous appellerons Baryscan, remplissant les deux conditions énoncées précédemment pour la réalisation d'une technique de mesure efficace : (i) la simplicité de la technique originale, en gardant les mêmes hypothèses et montage que le Z-scan, (ii) l'augmentation de la sensibilité en changeant le système de détection. Le principe de notre technique est extrêmement simple : le couple photodiode-diaphragme est remplacé par un PSD¹ (Position Sensitive Detector), connu pour sa résolution nanométrique [157–159] et permettant de mesurer la position du barycentre du faisceau incident en temps réel. Au-delà de la simple mesure de position, il est intéressant ici de souligner que les PSD sont utilisés dans le milieu de la photonique pour diverses applications : mesures d'angles [160, 161], mesures interférométriques de phase [158], spectroscopie par transformée de Fourier [162] ou encore mesure d'indices de réfraction [159, 163]. Des PSD ont même été utilisés pour la calibration de faisceaux transportant un moment angulaire orbital (appelés *vortex beams*) [164] ou pour la mesure de l'effet Goos-Hänchen [165].

L'astuce réside donc ici dans la façon de transformer l'effet focalisant (ou défocalisant) induit par la non-linéarité (*i.e.* la variation de la taille du faisceau au niveau du détecteur) en un déplacement du barycentre du faisceau, n'ayant pas lieu pour un effet de lentille purement symétrique (pas de déplacement du barycentre lors d'une variation de la taille du faisceau). Cette fonction est assurée par une lame de rasoir placée contre la surface active du PSD et tronquant la moitié du faisceau : il devient ainsi évident qu'une variation de la taille du faisceau du faisceau tronqué à sa moitié change la position de son barycentre (Fig. 4.1).

Nous allons voir dans cette section que, de la même façon que pour le Z-scan, il est possible de relier les déplacements du barycentre du faisceau pompe-sonde lors de la translation de l'échantillon le long de l'axe optique au déphasage non-linéaire induit par celui-ci. La sensibilité de cette technique ne dépend donc que de la résolution du PSD, pouvant atteindre une dizaine de nanomètres (la surface du PSD n'étant pas pixellisée, il est en effet possible d'atteindre une grande résolution). La méthode Baryscan est donc dédiée aux mesure de très faible non-linéarités pour lesquelles il est difficile de respecter les conditions du Z-scan. Par exemple, il n'est pas toujours possible d'augmenter la puissance de pompe tout en gardant un faisceau avec un facteur M^2 proche de 1 ou tout en restant loin du régime de saturation du matériau. Si des faisceaux très focalisés sont utilisés (*i.e.* z_r très faible), l'épaisseur de l'échantillon doit être

1. Le principe de fonctionnement d'un PSD est détaillé en Annexe C.

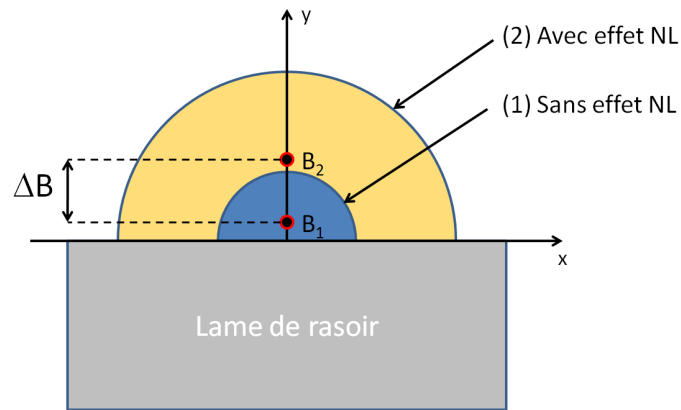


FIGURE 4.1 – Evolution de la position du barycentre B d'un faisceau tronqué en fonction de sa taille

limitée afin d'avoir une distance de Rayleigh plus grande que cette dernière. Dans tous ces cas, une technique plus précise que le Z-scan, telle celle que nous avons développée, est nécessaire.

4.1.1 Principe et modèle

Comme mentionné précédemment, le montage reste inchangé par rapport au Z-scan puisque l'on utilise un faisceau laser parfaitement Gaussien ($M^2 = 1$) incident sur une lentille convergente L et l'échantillon non-linéaire est translaté de part et d'autre du plan focal de celle-ci le long de l'axe optique (Fig. 4.2). L'effet non-linéaire transforme le profil d'intensité Gaussien en un profil radial d'indice de réfraction pouvant être assimilé à un effet de lentille, modifiant ainsi la taille du faisceau. La Fig. 4.1 montre que l'évolution de la taille du faisceau peut alors être mesurée par le biais de la position du barycentre du faisceau tronqué.

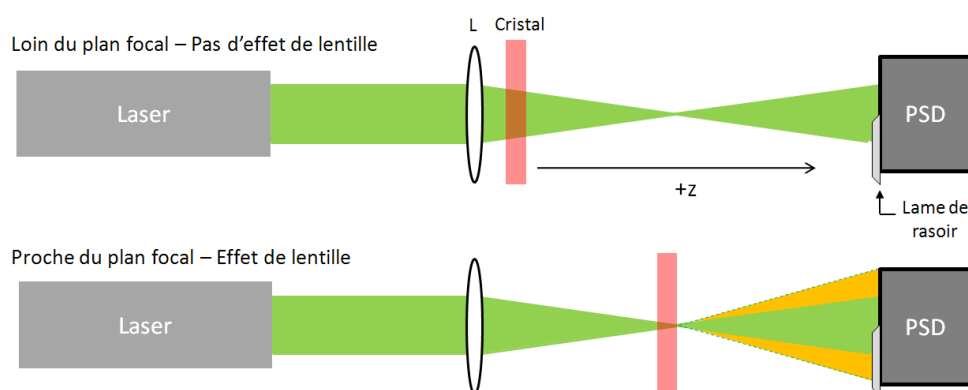


FIGURE 4.2 – Principe de la technique Baryscan

La dépendance entre la position du barycentre B et la position de la lame de rasoir a par

rapport au centre du faisceau est ainsi donnée par la relation suivante :

$$B = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{W \exp\left(-\frac{2a^2}{W^2}\right)}{\left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{a\sqrt{2}}{W}\right)\right)}, \quad (4.1)$$

où W est le rayon du faisceau sur le PSD et erf est la fonction erreur.

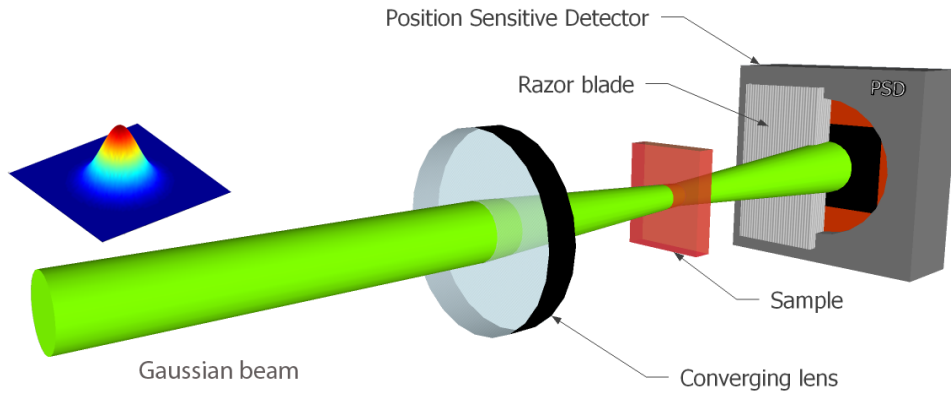


FIGURE 4.3 – Représentation de la technique Baryscan

Détail du calcul

Nous détaillons ici le calcul du barycentre d'un faisceau Gaussien tronqué par une lame (Fig. 4.4). L'intensité d'un faisceau Gaussien en fonction de la coordonnée radiale r s'exprime classiquement comme :

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \quad (4.2)$$

où W_0 est le rayon du faisceau. La position du barycentre est alors donné par la relation :

$$OG_x = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_a^{+\infty} x \cdot \exp\left(-2\frac{x^2+y^2}{W_0^2}\right) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_a^{+\infty} \exp\left(-2\frac{x^2+y^2}{W_0^2}\right) dx dy} \quad (4.3)$$

Pour une lame coupant exactement le faisceau en deux, *i.e.* $a = 0$, le calcul donne :

$$OG_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} W_0 \quad (4.4)$$

Si la lame ne coupe pas exactement le faisceau en deux, le calcul donne :

$$OG_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{W \exp\left(-\frac{2a^2}{W^2}\right)}{\left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{a\sqrt{2}}{W}\right)\right)} \quad (4.5)$$

Pour une valeur donnée de a , B ne dépend donc que de W . Plus particulièrement, quand la lame est placée exactement au centre du faisceau ($a = 0$), l'Eq. 4.1 donne $B = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} W$, ce

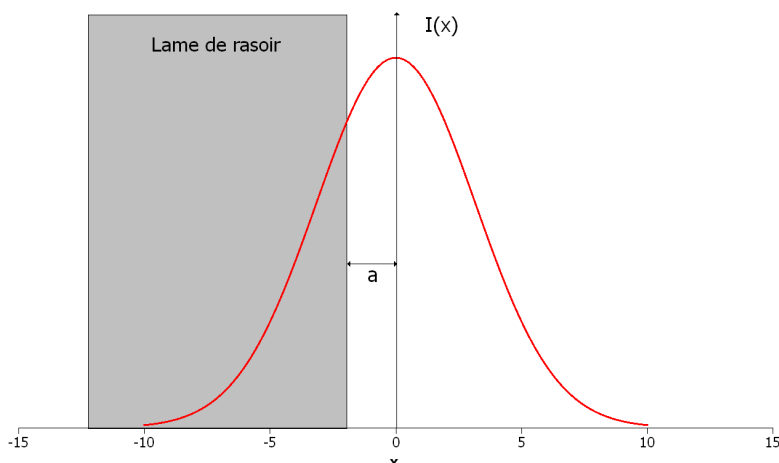


FIGURE 4.4 – Faisceau Gaussien tronqué par une lame de rasoir

qui signifie que la position du barycentre est directement proportionnelle au rayon du faisceau. En d'autres mots, sachant qu'un PSD est capable de mesurer des déplacements de l'ordre de la dizaine de nanomètres, le PSD associé à la lame de rasoir est en mesure de donner la taille du faisceau W avec une extrême précision, la plus grande variation du barycentre B étant atteinte pour $a = 0$. Cette tâche était assurée par la transmission d'un diaphragme dans le cas du Z-scan et, sachant que nos hypothèses sont les mêmes, l'équation établie par *M. Sheik-Bahae et al.* [94] peut ici être appliquée :

$$T = 1 + \frac{4x\Delta\phi_0}{(1+x^2)(9+x^2)}, \quad (4.6)$$

où T est la transmission normalisée (*i.e.* la transmission avec effet de lentille divisée par celle sans effet de lentille), $x = z/z_0$, où z_0 est la distance de Rayleigh du faisceau focalisé, $x = 0$ correspondant à la position du plan focal de la lentille L , et $\Delta\phi_0$ est le déphasage non-linéaire sur l'axe. Les hypothèses et les limitations du Z-scan doivent évidemment être respectées, *i.e.* un échantillon d'épaisseur inférieure à z_0 et de faibles effets non-linéaires. A partir des relations (4.1) et (4.6), l'évolution la position du barycentre en intensité $B(x)$ au cours de la translation de l'échantillon peut être exprimée analytiquement de la façon suivante :

$$B(x) = B_0 \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{4x\Delta\phi_0}{(1+x^2)(9+x^2)}}}, \quad (4.7)$$

où B_0 est la position du barycentre sans effet de lentille. L'allure générale de cette fonction est représentée sur la Fig. 4.5.

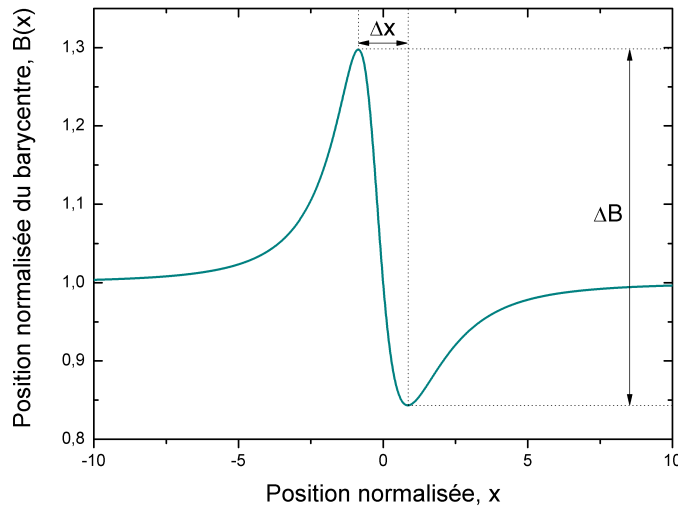


FIGURE 4.5 – Allure générale pour un effet de lentille positif

Détail du calcul

Le calcul de *M. Sheik-Bahae et al.* nous permet de déduire le rapport des intensités sur l'axe avec et sans effet de lentille :

$$\frac{I'}{I} = 1 + \frac{4x\Delta\phi_{axe}}{(9+x^2)(1+x^2)} \quad (4.8)$$

On se place dans le cas de très faibles variations de phase et dans ce cas, il est possible de considérer que le faisceau reste Gaussien. Ainsi, une baisse d'intensité au centre correspond à un élargissement du faisceau. De plus, la position du barycentre est indépendante de la puissance contenue dans le faisceau : la mesure est donc indépendante de l'absorption par l'échantillon. Ceci est cohérent avec l'expression précédente. On impose donc que la puissance contenue soit constante, avec (AL) ou sans effet de lentille (SL).

$$P = \frac{\pi W_{SL}^2}{2} I_{SL} = \frac{\pi W_{AL}^2}{2} I_{AL} \quad (4.9)$$

$$\frac{I'}{I} = \frac{I_{AL}}{I_{SL}} = \frac{W_{SL}^2}{W_{AL}^2} \quad (4.10)$$

$$W_{AL}^2 = W_{SL}^2 \frac{1}{I'/I} \quad (4.11)$$

$$W_{AL} = W_{SL} \frac{1}{\sqrt{I'/I}} = \sqrt{2\pi} OG \quad (4.12)$$

D'où :

$$OG = \frac{1}{2\pi} W \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{4x\Delta\phi_0}{(1+x^2)(9+x^2)}}} \quad (4.13)$$

La forme obtenue est très similaire à celle généralement représentée dans le cas du Z-scan, une courbe "pic-vallée" qui peut être intuitivement comprise, par exemple ici dans le cas d'un effet de lentille positif : loin du plan focal, l'intensité dans l'échantillon est trop faible pour introduire un quelconque effet non-linéaire et B est égal à B_0 . En translatant l'échantillon de la lentille L vers le PSD, l'augmentation de l'effet de lentille positif rapproche le plan focal vers la lentille, provoquant ainsi un élargissement du faisceau en champ lointain et donc une déviation de la position du barycentre vers des valeurs plus élevées. Au plan focal de L , le faisceau n'est pas affecté mais après celui-ci, la focalisation du faisceau tend à réduire sa largeur et explique alors la présence d'une vallée. Pour un effet de lentille négatif, une courbe "vallée-pic" serait observée, ce qui signifie que la technique Baryscan garde l'un des avantages importants du Z-scan : le fait de pouvoir donner directement le signe de l'effet non-linéaire. La présence d'une racine carrée explique que la courbe ne soit pas symétrique et que le pic soit plus grand que la vallée n'est profonde. Plus la valeur du déphasage non-linéaire sera importante, plus la dissymétrie sera marquée, comme le montre la Fig. 4.6. Les valeurs expérimentales d'intérêt telles que la

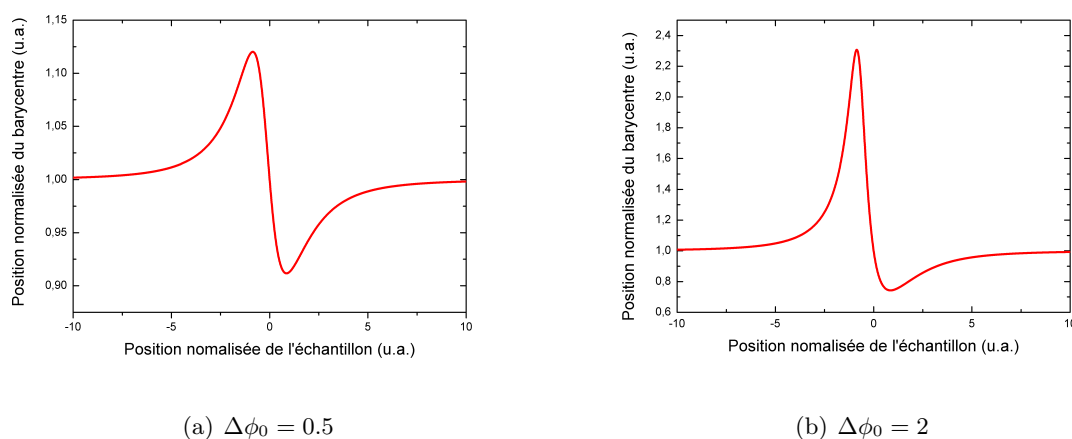


FIGURE 4.6 – Influence du déphasage non-linéaire sur l'allure de la courbe

distance de Rayleigh z_r et le déphasage non-linéaire $\Delta\phi_0$ peuvent être obtenus simplement de façon analytique :

$$z_r = 0.582\Delta z, \quad (4.14)$$

où Δz est la distance entre les positions du pic et de la vallée. Remarquons qu'il s'agit de la même expression que dans la théorie du Z-scan. De plus :

$$\Delta\phi_0 = \frac{(9 + x_{pic}^2)(1 + x_{pic}^2) \left[\frac{B_{vallée}^2}{B_{pic}^2} - 1 \right]}{4 \left(x_{pic} - \frac{B_{vallée}^2}{B_{pic}^2} x_{vallée} \right)}, \quad (4.15)$$

où x_{pic} (resp. $x_{vallée}$) et B_{pic} (resp. $B_{vallée}$) sont les coordonnées du pic (resp. de la vallée).

L'ajustement de la courbe expérimentale avec l'Eq. (4.7) permet également de déduire ces valeurs.

Pour conclure cette partie théorique, il faut souligner que tous les avantages du Z-scan ont été conservés. En effet, les formules sont analytiques et simples, aucun modèle numérique n'a donc besoin d'être implémenté, et toutes les valeurs d'intérêt sont déduites des coordonnées du pic et de la vallée. Il n'est pas nécessaire que la lame de rasoir coupe exactement le faisceau pompe-sonde en deux, il s'agit néanmoins du cas pour lequel la sensibilité (en terme de mesure de variation de la position du barycentre ΔB) sera la plus élevée, cf Eq. 4.1.

Afin d'estimer le gain par rapport au Z-scan en terme de sensibilité, le point clef réside dans la résolution du PSD. Si l'on considère un PSD standard (tels ceux utilisés dans la suite de ce mémoire), la sensibilité de la technique Baryscan atteint au moins $\lambda/5.10^4$, ce qui représente un facteur d'amélioration (I.F.) d'environ 170, soit l'un des plus grands rencontrés dans la littérature. Naturellement, ce facteur sera discuté par la suite en prenant en compte les considérations expérimentales.

Calcul de la sensibilité de la technique Baryscan

Nous avons vu précédemment que la sensibilité s'exprime de la façon suivante :

$$Sensibilité = \frac{\lambda}{n}$$

Où $n = 2\pi/\Delta\phi$, $\Delta\phi$ étant le plus petit déphasage mesurable par la technique. Considérant notre PSD, la plus petite variation de position de barycentre mesurable lors de la translation de l'échantillon est de l'ordre de 50 nm. Compte-tenu la taille de sa surface active (1×1 cm), nous considérons le faisceau de plus grand rayon possible (soit $w = 5$ mm). Nous pouvons alors calculer le plus petit déphasage mesurable $\Delta\phi$ en utilisant l'Eq. 4.15 et ainsi donner une valeur pour n . Dans notre cas, nous obtenons la sensibilité suivante :

$$Sensibilité = \frac{\lambda}{5.10^4} \tag{4.16}$$

Détail du calcul de z_r

Considérant l'allure de la courbe (Fig. 4.5), nous voyons qu'il existe un maximum et un minimum (pic et vallée). Tout comme pour le Z-scan, z_r et $\Delta\phi_0$ doivent pouvoir être déduit des coordonnées de ces deux points. Afin de trouver les extrema, il faut annuler les dérivées :

$$\frac{dOG}{dx} = \frac{d}{dx} \left[\frac{W}{\sqrt{2\pi}} \left(1 + \frac{4x\Delta\phi_0}{(9+x^2)(1+x^2)} \right)^{-1/2} \right] \quad (4.17)$$

$$\frac{dOG}{dx} = -\frac{1}{2} \frac{W}{\sqrt{2\pi}} \left(1 + \frac{4x\Delta\phi_0}{(9+x^2)(1+x^2)} \right)^{-3/2} \times \frac{4\Delta\phi_0(9+x^2)(1+x^2) - 4x\Delta\phi_0[2x(1+x^2) + 2x(9+x^2)]}{((9+x^2)(1+x^2))^2} \quad (4.18)$$

$$\frac{dOG}{dx} = -\frac{1}{2} \frac{W}{\sqrt{2\pi}} \left(1 + \frac{4x\Delta\phi_0}{(9+x^2)(1+x^2)} \right)^{-3/2} \times \frac{4\Delta\phi_0(9+x^2)(1+x^2) - 2x^2(10+2x^2)}{((9+x^2)(1+x^2))^2} = 0 \quad (4.19)$$

On pose $X = x^2$, on a donc :

$$\begin{aligned} (9+X)(1+X) - 2X(10+2X) &= 0 \\ 3X^2 + 10X - 9 &= 0 \\ X_{\pm} &= \frac{-10 \pm \sqrt{208}}{6} \end{aligned}$$

Seule la solution positive est acceptable, x étant une grandeur réelle, ainsi :

$$x = \pm \sqrt{\frac{-10 + \sqrt{208}}{6}}$$

et $x = z/z_r$ donc $x_+ - x_- = \frac{z_+ - z_-}{z_0} = \Delta x = \frac{\Delta z}{z_r} = 2\sqrt{\frac{-10 + \sqrt{208}}{6}}$, alors :

$$z_r = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{6}{-10 + \sqrt{208}}} \Delta z = 0.582 \Delta z \quad (4.20)$$

Nous aboutissons donc à la même relation que pour le Z-scan [94].

Détail du calcul de $\Delta\phi_0$

Dans le cas Z-scan, on déduit $\Delta\phi_0$ à partir de ΔT , nous pouvons donc ici écrire ΔOG :

$$\Delta OG = OG_- - OG_+ = OG(x_-) - OG(x_+) \quad (4.21)$$

On a $x_+^2 = x_-^2 = x^2$ et on pose $A = (9 + x^2)(1 + x^2)$.

$$OG = \frac{W}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{4x\Delta\phi_0}{(9+x^2)(1+x^2)}}} \quad (4.22)$$

$$OG_{\pm} = \frac{W}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{4x_{\pm}\Delta\phi_0}{A}}} \quad (4.23)$$

$$OG_{\pm} = \frac{W}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{A}{A + 4x_{\pm}\Delta\phi_0}} \quad (4.24)$$

$$\left(\frac{OG_-}{OG_+}\right)^2 = \frac{A + 4x_+\Delta\phi_0}{A + 4x_-\Delta\phi_0} \quad (4.25)$$

$$\left[\left(\frac{OG_-}{OG_+}\right)^2 - 1\right] A = 4\Delta\phi_0 \left(x_+ - \left(\frac{OG_-}{OG_+}\right)^2 x_-\right) \quad (4.26)$$

$$\Delta\phi_0 = \frac{A \left[\left(\frac{OG_-}{OG_+}\right)^2 - 1\right]}{4 \left(x_+ - \left(\frac{OG_-}{OG_+}\right)^2 x_-\right)} \quad (4.27)$$

4.1.2 Mise en pratique et résultats expérimentaux

Afin de démontrer la faisabilité de cette technique, nous l'avons donc appliquée à la mesure d'effets électroniques et nous sommes intéressés dans un premier temps au cas du rubis, que nous avons utilisé comme matériau test précédemment dans le cas du Z-scan, du fait de sa contribution thermique négligeable. Nous allons donc dans cette section présenter les résultats obtenus puis discuter de la robustesse de la technique mise au point.

4.1.2.1 Mesure d'effets de population dans un matériau référence

Le cristal de Rubis (le même que celui étudié précédemment, $e = 1.11$ mm et dopé à 0.05% at. en ions Cr^{3+}) est pompé à $\lambda = 532$ nm par un laser à solide (laser Nd :YVO₄, *Coherent Verdi V6*, pompé par diodes et doublé en fréquence intra-cavité) fournissant un faisceau de facteur M^2 très proche de 1. Ce faisceau est focalisé par une lentille convergente L et le PSD (*Thorlabs PSDM4*) est placé en champ lointain (Figs. 4.2 et 4.3). La lame de rasoir est positionnée au plus près de la surface active du PSD, afin d'éviter tout effet parasite dû à la diffraction du

faisceau, en champ proche. En effet, nous montrerons par la suite que cet effet peut entraîner de fortes erreurs d'interprétation quant à la position du barycentre. La translation de l'échantillon le long de l'axe optique est effectuée sur une distance de 250 mm avec une table de translation possédant une résolution de $5 \mu\text{m}$ (*Micos VT-80*). Nous avons ainsi obtenu une courbe Baryscan

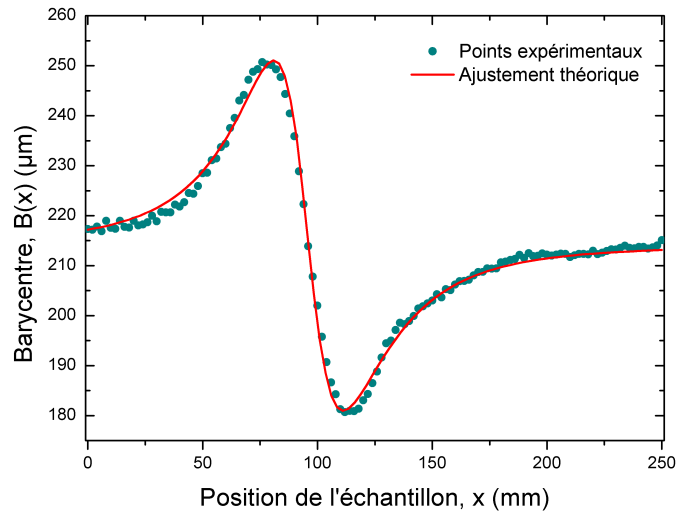


FIGURE 4.7 – Courbe Baryscan avec un échantillon de Rubis

satisfaisante (avec un bon ajustement théorique, Fig. 4.7) avec une puissance du faisceau pompe inférieure à 3 mW et dans les mêmes conditions que pour l'expérience Z-scan (dans ce cas, nous obtenions un signal pouvant être interprété à partir de 10 mW). Ceci est donc une démonstration empirique directe de l'augmentation de sensibilité apportée par notre méthode. Nous pouvons alors déduire une valeur de $\Delta\alpha_p$ de la même façon que dans le cadre de la technique Z-scan. Pour cet échantillon de Rubis, nous obtenons $\Delta\alpha_p(\lambda = 532\text{nm}) = 2.1 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$ avec la technique Baryscan alors que nous obtenions $\Delta\alpha_p(\lambda = 532\text{nm}) = 2.2 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$ [100] avec le Z-scan, ce qui confirme la pertinence de notre mesure.

4.1.2.2 Discussion et commentaires

L'exemple précédent démontre bien la fiabilité et l'augmentation de sensibilité inhérentes à la technique Baryscan mais celle-ci doit être étudiée de façon précise afin de dépasser cette étude de faisabilité et ainsi d'approcher la sensibilité théorique annoncée. Dans ce but, des solutions pour outrepasser les principaux défauts expérimentaux rencontrés sont exposées dans la suite. Il est ici important de rappeler que la complexité de la technique est inchangée par rapport au Z-scan. A ce point, il est important de noter que toutes les améliorations apportées au Z-scan sont transposables sans aucune modification à la technique Baryscan, comme nous le montrerons

par la suite dans le cas de la résolution en temps et de l'insertion d'un objet de phase. Toutefois, toute amélioration sera réalisée au détriment de la simplicité globale, conduisant à la perte de la facilité d'utilisation de la technique, tout comme pour toutes les modifications de la technique Z-scan.

Concernant la robustesse de notre technique, les mesures ont été effectuées dans un environnement bruyé et aucune attention n'a été prise concernant les vibrations mécaniques ou la lumière environnante. Ces effets négatifs ont été minimisés grâce à un fort moyennage et pour un alignement donné, la reproductibilité des résultats est parfaite. Une amélioration certaine de la qualité des mesures pourrait être atteinte dans un environnement contrôlé et en utilisant une pompe modulée couplée avec une détection synchrone. Comme mentionné précédemment, la lame de rasoir doit être montée très près du PSD afin d'éviter tout effet de diffraction parasite. En effet, si l'on décale la lame de quelques mm de la surface du détecteur, la diffraction du faisceau incident sur celle-ci (Fig. 4.8) va déplacer le barycentre de façon conséquente et ainsi conduire à une mesure erronée. De plus, sa position dans le plan de la surface du détecteur (par

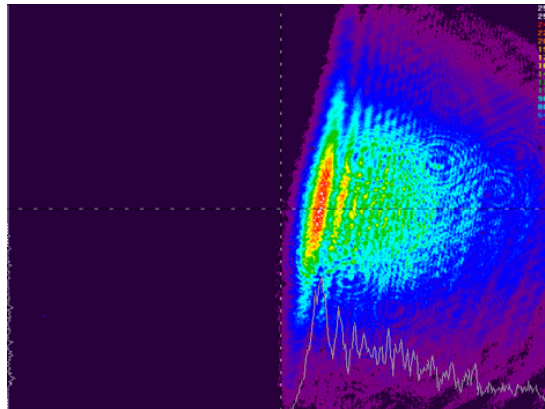
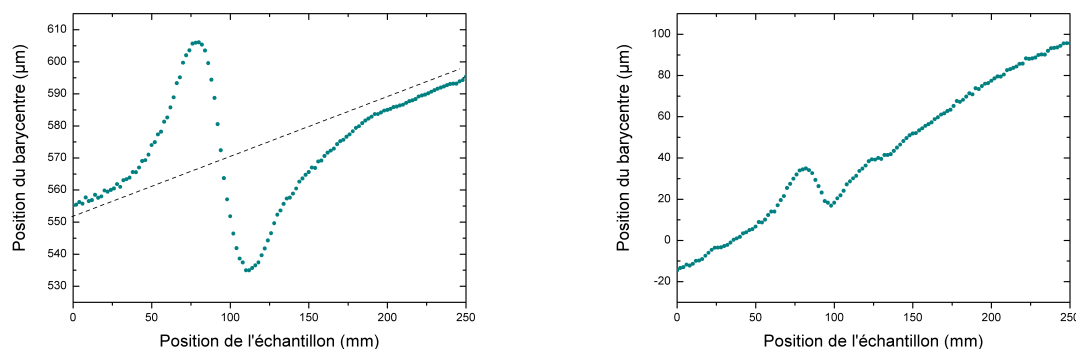


FIGURE 4.8 – Observation dans le champ proche de la diffraction sur la lame de rasoir

rapport au centre du détecteur) doit être déterminée avec une grande attention sachant qu'elle fixe le paramètre a dans l'Eq. 4.1. La précision requise est obtenue en translatant le couple PSD-lame de rasoir dans le faisceau incident. Cependant, une erreur sur cette valeur n'affecte pas la mesure de $\Delta\alpha_p$ à partir du fit théorique mais conduit à un décalage de la courbe expérimentale, rendant simplement l'Eq. 4.15 inutilisable.

Le principal inconvénient expérimental est lié à la sensibilité intrinsèque du détecteur au déplacement du faisceau, sachant qu'il est impossible d'assurer un axe optique fixe tout au long de la translation de l'échantillon. Ces déplacements, si petits que le Z-scan classique n'en est pas

affecté, sont dus à la qualité mécanique de la translation ainsi qu'à un effet de prisme provenant d'un parallélisme imparfait entre les faces du cristal. Cet effet de prisme entraîne une déviation continue du faisceau pendant la translation (Fig. 4.9) : sa trace est facilement identifiable, la pente de cette déviation pouvant être ajustée juste en faisant tourner le cristal. Cet effet pourrait en fait être utilisé directement pour trouver la valeur de la non-linéarité [159] mais cela requiert que l'échantillon soit taillé dans ce but. Cependant, l'intérêt de la technique réside aussi dans le fait que tout échantillon brut puisse être testé par la méthode Baryscan sans traitement supplémentaire. C'est pour cela que nous effectuons dans un premier temps une translation sans lame de rasoir sur le PSD, afin de pouvoir isoler tout effet parasite dû à l'échantillon. Une fois encore, les enregistrements sont parfaitement reproductibles. Dans un deuxième temps, nous effectuons la translation avec la lame de rasoir devant le détecteur et pouvons ainsi immédiatement en retirer la déviation non désirée.



(a) Position du barycentre, avec lame de rasoir

(b) Position du barycentre, sans lame de rasoir

FIGURE 4.9 – Déviation du barycentre du faisceau au cours de la translation

Le point précédent implique que la position de la lame soit mesurée à chaque passage sachant que la précision mécanique de la monture n'est pas suffisante pour assurer de placer la lame au même endroit à chaque fois. Cette tâche gênante peut être évitée en introduisant une lame séparatrice envoyant un faisceau référence sur un premier PSD sans lame, la lame de rasoir pouvant alors être fixée définitivement sur le deuxième PSD.

Une grande attention doit être portée aux réflexions multiples sur les optiques, passant sur la surface active du PSD durant la translation et perturbant ainsi la mesure (Fig. 4.10). Si ces réflexions ne peuvent pas être éliminées élégamment par l'utilisation de traitements anti-reflets, il est alors possible d'incliner légèrement l'échantillon ou certaines optiques dans une direction

parallèle à la lame de rasoir, ceci sans conséquence sur la courbe Baryscan. De façon générale, la qualité de l'alignement requis est comparable à celle du Z-scan et il a été observé empiriquement qu'un fort désalignement perturbe la qualité de l'ajustement des points expérimentaux loin du plan focal mais ne change pas la valeur de l'effet non-linéaire mesuré, *i.e.* l'Eq. (4.15) est conseillée dans ce cas. Le principal avantage de notre technique comparé au Z-scan et à ses

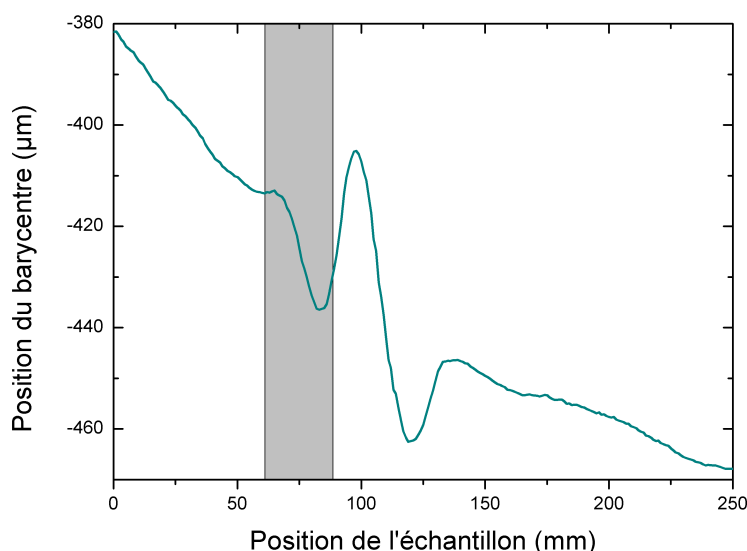


FIGURE 4.10 – Influence sur la courbe Baryscan des réflexions sur les optiques du montage (*zone grisée*)

nombreuses variantes réside donc dans le fait que l'augmentation de sensibilité n'est pas due au processus de normalisation (*cf* Chapitre 3). Ici, l'augmentation de précision est réelle sachant qu'elle est directement issue d'un signal électrique mesurable. Ceci est particulièrement intéressant concernant les optimisations introduisant de la mise en forme de faisceau [166]. De plus, dans le cas particulier des mesures de variations d'indice d'origine électronique, la technique Baryscan fournit un signal qui n'a pas à être normalisé par l'absorption du milieu.

Ainsi, les progrès amenés par cette technique permettent de réduire l'épaisseur des échantillons non-linéaires étudiés ou bien d'utiliser des faisceaux pompe-sonde de bien moins fortes puissances, permettant de satisfaire plus facilement la condition $M^2 = 1$. De plus, les faisceaux elliptiques issus des diodes lasers standards peuvent être utilisés dans le cadre de la technique Baryscan sans aucune adaptation, avec la seule contrainte d'avoir un M^2 égal à 1 dans chaque direction.

La géométrie de la technique Baryscan peut aussi être revisitée drastiquement en adaptant simplement le travail concernant le Z-scan, mentionné au Chapitre précédent mais aussi en explorant de nouveaux types de montages afin d'exploiter la grande sensibilité du PSD. Dans cette optique, nous allons par la suite adapter la méthode EZ-Scan (eclipsing Z-scan), évoquée précédemment, à notre technique. Il s'agit de remplacer le diaphragme par un stop et dans notre cas, d'introduire un objet de phase dans le montage. Nous allons donc mettre en œuvre le savoir-faire développé au Chapitre 1 concernant la mise en cascade d'EOD afin d'améliorer la sensibilité du Baryscan. Mais dans un premier temps, afin de se placer dans les bonnes conditions d'observation des effets de population, une technique Baryscan résolue en temps doit être mise en place.

4.2 Baryscan résolu en temps

La technique Baryscan permet donc de mesurer n'importe quel effet de lentille et détecte donc dans le cas général un effet global : il nous faut donc, tout comme pour le Z-scan, discriminer les effets thermiques des effets de population. Nous avons donc transposé la technique résolue en temps à notre méthode et l'avons testé sur l'échantillon référence de Cr :GSGG afin de comparer les résultats à ceux donnés par le Z-scan. Le cristal de Cr :GSGG est pompé par un

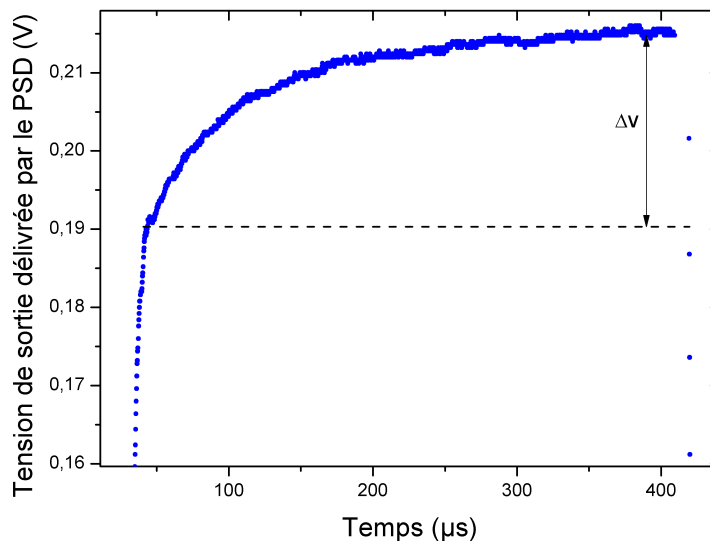


FIGURE 4.11 – Déplacement du barycentre du faisceau suivant la population du niveau excité faisceau à 647 nm (laser à Krypton, Coherent) focalisé par une lentille plano-convexe ($f = 200$ mm) de façon à ce que le rayon du faisceau au plan du beam-waist soit $w_0 = 60 \mu\text{m}$. Le PSD utilisé précédemment (*Thorlabs PSDM4*) étant conçu pour des faisceaux continus, nous l'avons remplacé par un PSD supportant notre régime temporel (*New Focus Model 2931*). Comme nous

l'avons vu précédemment, nous devons respecter la condition $\tau_0 < t < t_c$ afin de n'observer que les effets électroniques. A partir des constantes thermiques du Cr :GSGG (voir Annexe B), le temps caractéristique du phénomène thermique pour un faisceau d'un rayon de $60 \mu\text{m}$ est $t_c = 413 \mu\text{s}$ alors que le temps de vie du niveau excité est $\tau_0 = 115 \mu\text{s}$. Nous nous sommes donc placés expérimentalement entre ces deux valeurs en modulant le faisceau pompe-sonde avec un hacheur mécanique ($t \simeq 400 \mu\text{s}$). Le signal du au phénomène électronique, pendant la durée de pompage, doit être de la forme :

$$B(t) = B_0 \frac{1 - \exp\left[-\frac{\left(1 + \frac{I}{I_S}\right)t}{\tau_0}\right]}{\left(\frac{I_S}{I} + 1\right)} \quad (4.28)$$

où B_0 est le barycentre du faisceau tronqué à $t = 0$ et I l'intensité du laser. Nous observons bien ce type de signal en sortie du PSD (Fig. 4.11), de façon similaire à ce que nous observions en Z-scan (Fig. 3.5). Finalement, nous avons pu obtenir (Fig. 4.12) $\Delta\alpha_p(\lambda = 647\text{nm}) = 3.9 \times 10^{-25}$

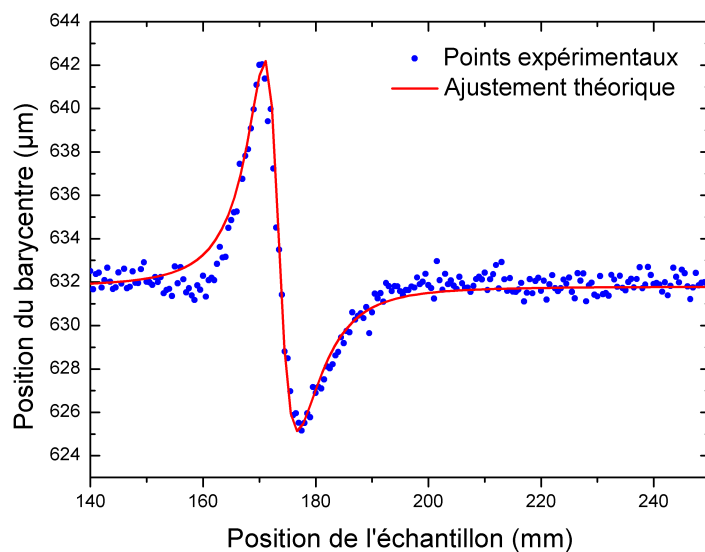


FIGURE 4.12 – Courbe Baryscan résolue en temps (Cr :GSGG)

cm^3 pour le Cr :GSGG, ce qui paraît cohérent avec la valeur donnée par l'expérience Z-scan ($\Delta\alpha_p(\lambda = 647\text{nm}) = 3.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$), confirmant là encore la fiabilité de la technique Baryscan. Tout comme précédemment, une mesure de barycentre sans lame sur le PSD a dû être effectuée afin de s'affranchir des différents effets parasites (Fig. 4.13).

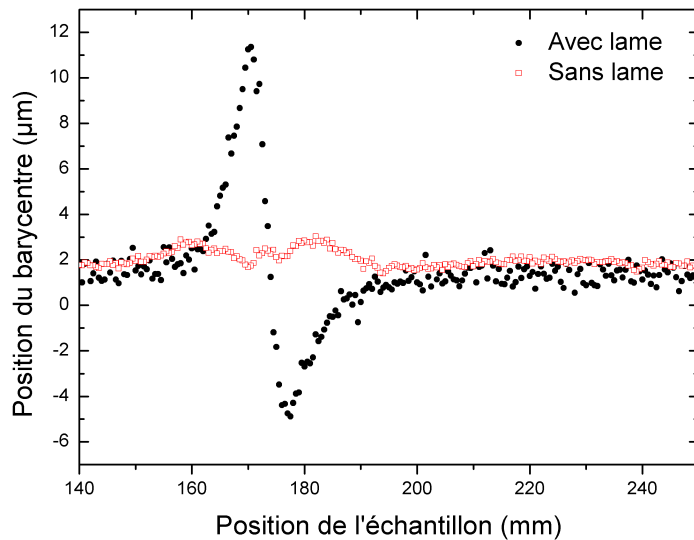


FIGURE 4.13 – Déplacements de barycentres mesurés avec et sans lame

4.3 Amélioration de la technique Baryscan avec un EOD

Comme nous l'avons mentionné dans la section précédente, toute amélioration apportée au Z-scan est potentiellement transposable au Baryscan sans aucun changement. Nous nous proposons donc maintenant d'étudier numériquement puis expérimentalement l'effet sur la sensibilité de la technique Baryscan d'un élément optique diffractif (EOD) de phase inséré entre l'extrémité de la table de translation et le PSD et ainsi transposer les acquis validés lors de l'amélioration du Z-scan avec un EOD et de la cascade de trous de phase, toujours dans l'optique d'améliorer la sensibilité de notre technique. Nous allons donc montrer dans un premier temps que numériquement, si l'on prend en compte toute la surface non-masquée du PSD, la présence de l'EOD n'améliore aucunement la sensibilité. Cependant, si l'on sépare cette surface en demi-zones annulaires de même largeur, il est alors possible de détecter des variations intéressantes de barycentres dans des zones éloignées du centre du détecteur et il est alors possible d'améliorer la sensibilité de la technique Baryscan en masquant les zones les plus internes, ce qui revient à introduire un stop (à la façon de l'EZ-scan) devant le PSD, en plus de la lame de rasoir. Toute l'étude sera basée sur le cas précédemment étudié du Rubis. Plus précisément, l'échantillon placée au pic ou à la vallée de la courbe Baryscan est modélisé comme une lentille mince convergente dont la longueur focale a été mesurée expérimentalement. Notons qu'améliorer la sensibilité de notre technique revient à augmenter le contraste ΔT_{p-v} , nous nous focaliserons donc sur ce point dans la suite.

4.3.1 Modélisation

Considérons l'expérience modélisée sur la Fig. 4.14 où le faisceau Gaussien incident, collimaté, est diffracté au travers d'une séquence de deux lentilles minces convergentes et d'une optique de phase. On appelle \mathcal{F}_1 (longueur focale f_1) et \mathcal{F}_2 (longueur focale $f_2 \gg f_1$) ces lentilles. \mathcal{F}_1 représente la lentille convergente de la technique Baryscan et est située à $z_1 = 0$. Sachant que

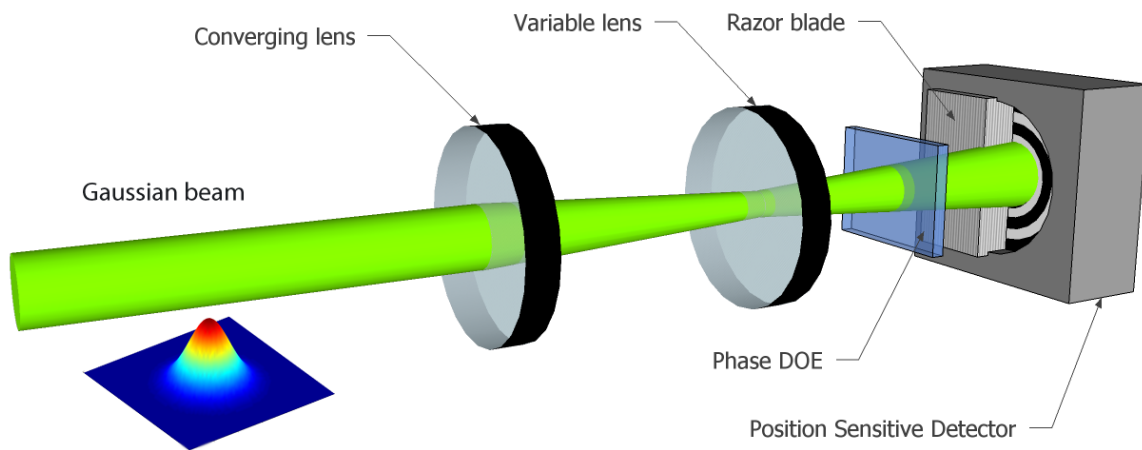


FIGURE 4.14 – Montage "Baryscan+EOD" vu comme une suite de lentilles minces

$f_2 \gg f_1$, cette lentille transforme le faisceau incident en un autre faisceau Gaussien dont le beam-waist situé au plan focal peut être approximé comme :

$$w'_0 \simeq \frac{\lambda f_1}{\pi w_0 \left[1 + \left(\frac{f_1}{z_r} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (4.29)$$

\mathcal{F}_2 , représentant l'effet de lentille induit par l'échantillon, est localisée soit au pic soit à la vallée de la courbe Baryscan. La distance Δz entre ces extrema est liée à la distance de Rayleigh par $z'_r = 0.582 \times \Delta z$. Ainsi, \mathcal{F}_2 se situe soit à $z_2 = f_1 - \Delta z/2$ (pic), soit à $z_2 = f_1 + \Delta z/2$ (vallée).

L'EOD de phase est située à z_3 , entre l'extrémité de la table de translation et la plan de diffraction (PSD). Sa transmission est définie comme :

$$\tau\left(\frac{\rho}{a}\right) = \begin{cases} \exp(j\theta), & 0 \leq \rho \leq a, \\ 1, & \rho > a, \end{cases} \quad (4.30)$$

Le plan de diffraction situé à z_4 représente la surface active du PSD, la moitié de ce plan étant masquée par une lame de rasoir. L'autre moitié est divisée en n_{psd} demi-zones annulaires de largeur s_{psd} . Ces zones sont numérotées de la plus interne à la plus externe à partir de un. Ainsi, chaque zone de rang k est caractérisée par un rayon interne $a_k = (k - 1) \times s_{psd}$ et par un rayon

externe $b_k = k \times s_{psd}$. Dans la suite, une séquence de zones sera simplement représentée par la séquence de rangs correspondants. La largeur s_{psd} et le nombre de zone n_{psd} sont calculés comme suit.

Sans l'EOD de phase, le faisceau incident focalisé se propage simplement de \mathcal{F}_2 au PSD. Par conséquent, le faisceau diffracté est Gaussien. Puisque $f_2 \gg f_1$, le rayon de ce dernier peut être exprimé comme :

$$w_{psd} \simeq w'_0 \left[1 + \left(\frac{z_4 - z_2}{z'_R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.31)$$

La largeur de chaque zone annulaire est alors calculée comme $s_{psd} = w_{psd}/\gamma$ où γ est une constante arbitraire positive, fixée à 100 dans la suite. Le rayon externe de la zone la plus externe (zone de rang n_{psd}) est choisi afin de coïncider du mieux possible avec un multiple du facteur de disparition d'intensité radiale du faisceau diffracté, introduit au Chapitre 1, présenté en Annexe D et correspondant à la coordonnée radiale à partir de laquelle l'intensité peut être considérée comme négligeable [30, 167]. Afin de prendre en compte les effets de diffraction introduit par l'EOD de phase, le nombre de demi-zones annulaires est calculé comme :

$$n_{psd} = 2 \times \left\lceil \frac{\kappa_0 \times w_{psd}}{s_{psd}} \right\rceil = 2 \times \lceil \kappa_0 \times \gamma \rceil, \quad (4.32)$$

où les symboles \lceil et \rceil représentent la fonction "partie entière par excès" et κ_0 le facteur de disparition d'intensité radiale pour le faisceau Gaussien. Nous considérons donc les quatre configurations suivantes :

1. pas d'EOD et \mathcal{F}_2 située au pic ;
2. pas d'EOD et \mathcal{F}_2 située à la vallée ;
3. EOD et \mathcal{F}_2 située au pic ;
4. EOD et \mathcal{F}_2 située à la vallée.

Dans la suite, nous nous référerons à ces montages avec les notations respectives **pic**, **vallée**, **pic-eod** et **vallée-eod**. Ces configurations **pic** et **vallée** sont modélisées à l'aide de matrices ABCD et, de la même façon que dans le Chapitre 1 dans le cas de la cascade de trous de phase, nous pouvons exprimer le champ diffracté au niveau du PSD sous une forme analytique en utilisant la GBEM [15, 167, 168], ce qui permet d'avoir un temps de calcul constant pour ce champ et se révèle d'un grand intérêt dans un processus d'optimisation.

4.3.2 Optimisation

Nous allons tout d'abord chercher la meilleure configuration possible en optimisant les caractéristiques de l'objet de phase afin de maximiser la valeur du contraste ΔT_{p-v} et ainsi augmenter

la sensibilité de la technique. Par la suite, nous verrons qu'il est intéressant de ne considérer les variations de barycentre que dans certaines zones du PSD afin d'obtenir des ΔT_{p-v} significatifs.

Considérons donc la partie de la distribution radiale d'intensité $I(r)$ correspondant à la séquence $S = \{k, k+1, k+2, \dots, k+n-1\}$ de n demi-zones annulaires consécutives. Le rayon interne de S est $a = (k-1) \times s_{psd}$ et le rayon externe est $b = (k+n-1) \times s_{psd}$. La coordonnée radiale du barycentre de S est calculée comme

$$\begin{aligned} G_r(k, k+n-1) &= \frac{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) d\theta \times \int_a^b I(r) r^2 dr}{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} d\theta \times \int_a^b I(r) r dr} \\ &= \frac{2 \int_a^b I(r) r^2 dr}{\pi \int_a^b I(r) r dr}. \end{aligned} \quad (4.33)$$

$I^{(1)}$ et $I^{(2)}$ sont respectivement les distributions d'intensité radiales calculées dans le plan du PSD après diffraction sur les configurations **pic** et **vallée**. $G_r^{(1)}(1, n_{psd})$ et $G_r^{(2)}(1, n_{psd})$ sont les coordonnées radiales des barycentres globaux correspondants (calculés sur toutes les demi-zones annulaires, voir Fig. 4.15). De la même façon, $I^{(3)}$ et $I^{(4)}$ sont respectivement les distributions

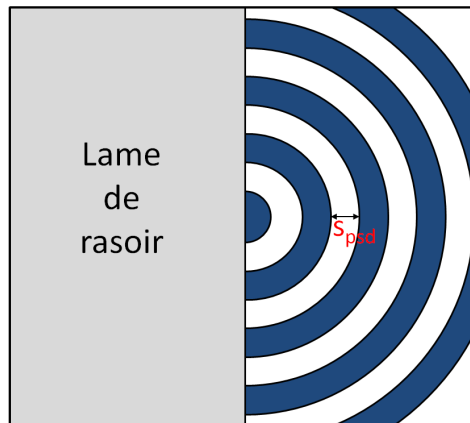


FIGURE 4.15 – Division de la surface active du PSD en demi-zones annulaires

d'intensité radiales calculées dans le plan du PSD après diffraction sur les configurations **pic-eod** et **vallée-eod**. $G_r^{(3)}(p, q)$ et $G_r^{(4)}(p, q)$ sont les coordonnées radiales des barycentres locaux correspondants (calculés sur un sous-ensemble de demi-zones annulaires consécutives) de manière à ce que

$$\Gamma = \frac{|G_r^{(1)}(1, n_{psd}) - G_r^{(2)}(1, n_{psd})|}{|G_r^{(3)}(p, q) - G_r^{(4)}(p, q)|}, \quad (4.34)$$

soit le plus petit possible et que la condition

$$|G_r^{(3)}(p, q) - G_r^{(4)}(p, q)| \geq \epsilon, \quad (4.35)$$

soit respectée. Ici, ϵ représente une tolérance arbitraire. L'objectif est d'optimiser les caractéristiques de l'EOD de phase afin de maximiser le facteur d'amélioration $\mathcal{IF} = 1/\Gamma$ (*i.e.* le contraste ΔT_{p-v} et donc la sensibilité de la technique) tout en satisfaisant la condition définie par l'Eq. (4.35). Par conséquent, trois variables continues sont impliquées :

1. z_3 , emplacement de l'EOD de phase, exprimé en pourcentage de z_4 (emplacement du PSD) ;
2. $\kappa = a/w(z_3)$, rayon normalisé de l'EOD où $w(z_3)$ est le waist approximé du faisceau incident dans le plan de l'EOD. Celui-ci est calculé en remplaçant z_4 par z_3 dans l'Eq. (4.31) ;
3. θ , le déphasage introduit par l'EOD.

Ce problème est résolu en utilisant l'algorithme de recuit simulé adaptatif (ASA). A la différence des algorithmes de recuit simulé classiques, cette puissance méthode stochastique ajuste automatiquement son comportement durant le calcul.

Nous considérons un faisceau Gaussien incident collimaté de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm et de beam waist $w_0 = 800$ μm . \mathcal{F}_1 a une longueur focale $f_1 = 150$ mm alors que \mathcal{F}_2 (estimée expérimentalement) a une longueur focale $f_2 = 530$ mm. Par conséquent, le pic est situé à $z_2 \simeq 145$ mm et la vallée à $z_2 \simeq 155$ mm. Il s'agit donc de minimiser le rapport Γ défini par l'Eq. (4.34). Les domaines des variables sont respectivement $z_3 \in [\frac{100 \times (z_4 - 300)}{z_4} \%, 100\%]$ (position de l'EOD de phase), $\kappa \in [1\%, 300\%]$ (rayon normalisé de l'EOD) et $\theta \in [0, \pi]$ (déphasage). La borne inférieure du domaine de z_3 prend en compte la table de translation du montage expérimental qui requiert environ 350 mm à partir de \mathcal{F}_1 .

La Table 4.1 liste les résultats obtenus pour ces cas tests. Les colonnes représentent respective-

Table 4.1 – Résultats du processus d'optimisation.

n^o	z_4 (mm)	z_3 (%)	θ (rad.)	κ (%)	a (mm)	b (mm)	\mathcal{IF}
1	$3 \times f_1$	67.1	3.13	1.58	3.57	4.84	4.02
2	$3 \times f_1$	67.5	3.13	1.51	3.6	4.84	3.97
3	$4 \times f_1$	55.4	3.13	1.58	5.36	7.25	4.02
4	$4 \times f_1$	50.1	3.11	2.18	5.16	7.25	4.24
5	$4 \times f_1$	50.9	3.12	2.06	5.21	7.25	4.21

ment la position z_4 du PSD, les caractéristiques de l'EOD de phase (position z_3 en pourcentage

de z_4 , déphasage θ et rayon normalisé κ en %), rayon interne a et rayon externe b de la séquence de demi-zones annulaires consécutives d'intérêt et finalement, le facteur d'amélioration $\mathcal{IF} = 1/\Gamma$.

Ces premiers résultats numériques montrent que la sensibilité de la technique Baryscan peut être multipliée par quatre environ, ce qui permet d'améliorer la sensibilité d'un facteur 4×170 par rapport au Z-scan. Nous remarquons que le déphasage introduit par l'EOD est quasiment égal à π alors son rayon normalisé est très faible (2% environ). Ainsi, la partie du faisceau incident subissant le déphasage étant négligeable, nous pouvons supposer que notre EOD de phase est inutile. Cependant, sachant que le domaine autorisé pour θ dans le calcul est $[0, \pi]$, l'algorithme aurait du converger vers un déphasage proche de zéro. Par conséquent, l'EOD de phase est réellement utile mais à l'inverse de ce à quoi nous nous attendions, ne provoque pas une mise en forme spécifique du faisceau. D'un autre côté, l'algorithme converge vers une séquence de demi-zones annulaires (zone d'intérêt) dont le rayon interne est très éloigné de la coordonnée à partir de laquelle les intensités radiales des faisceaux diffractés sont considérées comme négligeables et le rayon externe de cette séquence est celui de la demi-zone la plus externe. Les Figs. 4.16 et 4.17 fournissent une explication. La Fig.4.16 reporte les intensités radiales significatives

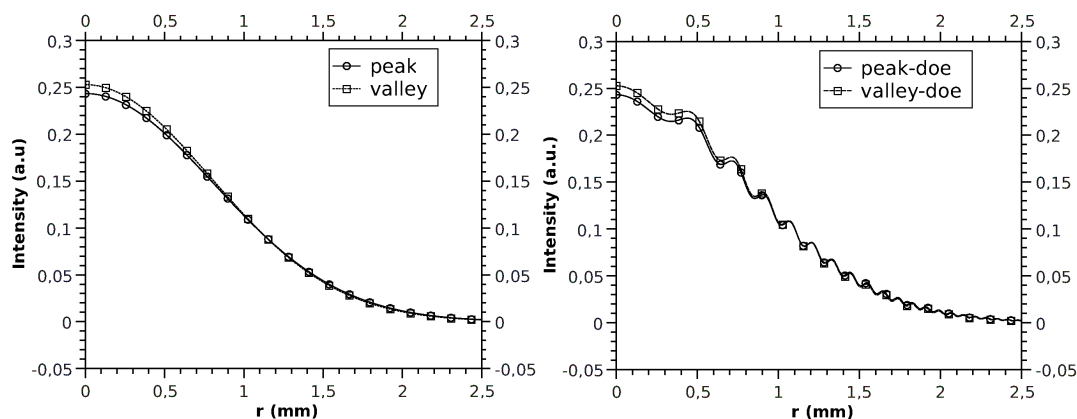


FIGURE 4.16 – Intensités radiales significatives

(*i.e.* à partir de la coordonnée radiale zéro à celle correspondant approximativement au facteur de disparition d'intensité radiale) calculées pendant le premier "run" de la Table 4.1 pour les configurations `pic` et `vallée` d'un côté (à gauche), et `pic-eod` et `vallée-eod` de l'autre (à droite). A partir de ces courbes, il est clair que si l'on considère les barycentres globaux calculés sur les demi-zones annulaires pour les montages `pic-eod` et `vallée-eod`, la sensibilité de la technique ne peut pas être améliorée.

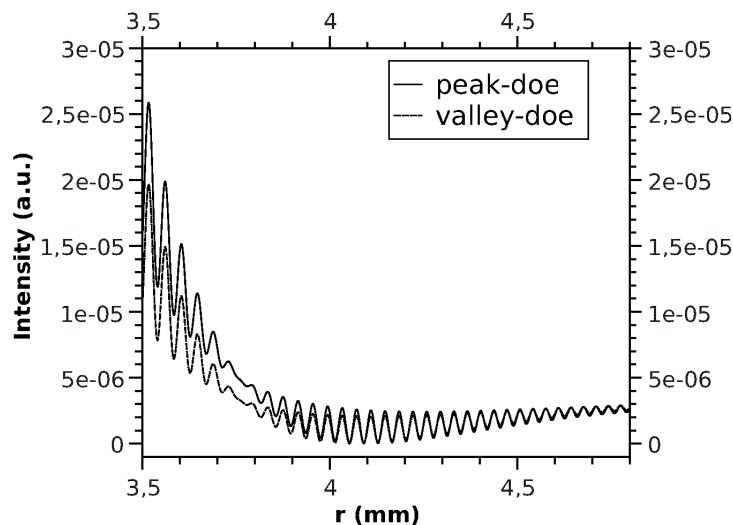


FIGURE 4.17 – Intensités radiales faibles

La Fig. 4.17 reporte les intensités radiales faibles (*i.e.* à partir de coordonnées radiales éloignées de celle correspondant au facteur de disparition d'intensité radiale) calculées pendant le premier "run" de la table 4.1 pour les configurations `pic-eod` et `vallée-eod`. A partir de ces courbes, nous pouvons comprendre pourquoi le processus d'optimisation est attiré par cet intervalle d'échantillonnage, et plus précisément quel est le rôle de l'EOD de phase : il sert à perturber la partie centrale du faisceau incident dans le but de générer des oscillations dans la partie éloignée des ailes du faisceau diffracté. Il faut alors garder à l'esprit le terme $rd\theta$ présent dans le calcul du barycentre : les oscillations éloignées du centre du PSD (Fig. 4.17) auront un impact bien plus fort sur le déplacement de barycentre global que celles proches de l'axe optique (Fig. 4.16). Par conséquent, grâce à la résolution nanométrique du PSD, en observant la distribution d'intensités radiales à la façon d'une éclipse solaire, *i.e.* en occultant la partie centrale contenant les valeurs significatives, il est possible de détecter d'intéressantes variations de barycentres permettant alors d'augmenter la sensibilité. Nous retrouvons ici le principe du EZ-scan, mais sans l'effet de normalisation par une quantité très faible. La sensibilité de la technique Baryscan peut donc être augmentée en ajoutant un objet de phase déphasant de π et un stop au montage initial : nous allons tester expérimentalement ce concept dans la section suivante.

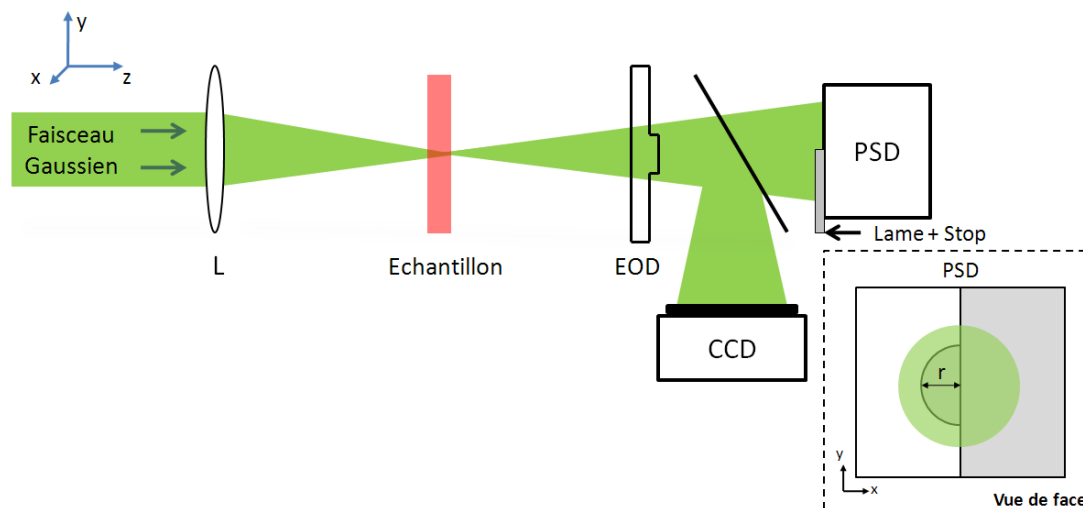


FIGURE 4.18 – Montage Baryscan + EOD + Stop

4.3.3 Mise en place expérimentale

Le schéma expérimental représenté sur la figure 4.18 est le même que celui utilisé en configuration Baryscan simple avec un échantillon de Rubis, excepté que nous ajoutons l'objet de phase, le stop et une caméra CCD (Thorlabs BC-106 VIS). L'EOD de phase est un plot de phase (Fig. 4.19(a)), produisant exactement le même effet qu'un trou de phase, dont les reliefs circulaires sont des dépôts d'ITO (Indium Tin Oxyde). Les diamètres des plots disponibles vont de $100 \mu\text{m}$ à $280 \mu\text{m}$ par incrément de $20 \mu\text{m}$ et de 0.9 mm à 2.6 mm avec un incrément de $200 \mu\text{m}$. La caméra CCD est utilisée afin de contrôler l'alignement de cet EOD de phase. Le faisceau diffracté est tronqué par l'association de la lame de rasoir et du stop circulaire (rayon $a = 3.1 \text{ mm}$) disposé le plus près possible de la surface active ($10 \times 10 \text{ mm}$) du PSD (Thorlabs PSD4M), situé à une distance $d = 3 \times f$ de la lentille. Le plot de phase est situé à la distance $d = 76 \text{ mm}$ du PSD. Le rayon du faisceau mesuré dans le plan du PSD est $w = 1620 \mu\text{m}$. Nous sommes ainsi très proches des valeurs prédites par la simulation numérique qui utilisait un plot de phase de diamètre $280 \mu\text{m}$ ($a = 3.19 \text{ mm}$, $d = 75.8 \text{ mm}$, $w = 1600 \mu\text{m}$).

Dans ces conditions, une augmentation dans la variation de barycentre est effectivement observée, comme le montre la Fig. 4.20. Nous pouvons ainsi déduire que la sensibilité de la technique a été augmentée avec un facteur d'amélioration de 3.4 (la variation de barycentre mesurée est de $349 \mu\text{m}$ alors qu'elle était de $102 \mu\text{m}$ dans le cas du Baryscan simple) : cette valeur est proche de celle prédite par la simulation. De plus, les courbes obtenues sont parfaitement reproductibles bien qu'aucune attention particulière n'ait été portée aux vibrations mécaniques ou à l'environnement lumineux. Sachant que la sensibilité théorique de la technique Baryscan est

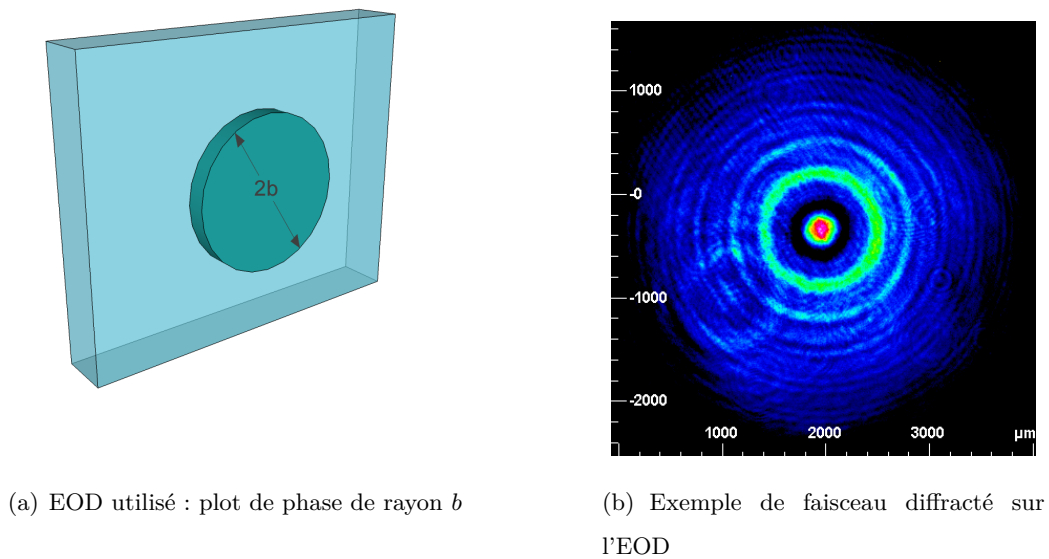


FIGURE 4.19 – Diffraction sur l'EOD de phase

de $\lambda/(5 \times 10^4)$, nous atteignons dans les conditions précédemment annoncées une sensibilité de $\lambda/(1.7 \times 10^5)$. Cette valeur doit bien sur être modérée mais la sensibilité de la technique pourrait encore être augmentée en testant des configurations inaccessibles considérant le montage dont nous disposons.

Malgré l'excellent accord entre théorie et expérience, il faut en effet tempérer ce facteur d'amélioration. Comme nous l'avons souligné dans le cas du Baryscan, l'énorme sensibilité du PSD est un avantage majeur mais aussi un inconvénient intrinsèque et incontournable. D'un côté, la très bonne sensibilité de la technique permet la mesure de variations d'indice très faibles. De l'autre côté, le détecteur est sensible à tout faisceau lumineux traversant sa surface active pendant la translation de l'échantillon. C'est pourquoi les réflexions multiples sur les optiques du montage doivent être considérées avec une grande attention. Cet effet, déjà gênant dans le cas du Baryscan, l'est encore plus ici dans le cadre de ce montage "amélioré" sachant que l'intensité transmise par l'ensemble (lame de rasoir + stop circulaire) est assez faible. Par conséquent, tout signal optique passant sur le détecteur durant la translation, et plus particulièrement dans la zone "pic-vallée", provoque de forts déplacements du barycentre mesuré et rend la courbe expérimentale inexploitable. S'il n'est pas possible de se débarrasser de ces réflexions multiples de façon "élégante" (optiques traitées, diaphragmes placés le long de l'axe optique, tilt dans les lentilles), il est alors possible d'incliner l'échantillon dans la direction parallèle à la lame de rasoir sans altérer le résultat obtenu.

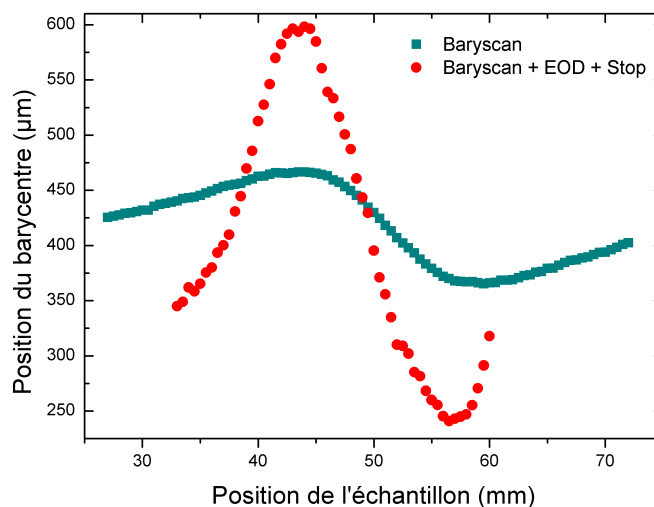


FIGURE 4.20 – Comparaison des déplacements de barycentres entre la technique améliorée et la technique simple

Toutefois, comme démontré précédemment avec le Z-scan [166], un EOD de phase seul devrait être capable d'augmenter la sensibilité de la technique Baryscan. En effet, sachant que cet objet peut être vu comme un "amplificateur de divergence", son utilisation dans la montage devrait amplifier la variation de barycentre sur le PSD au cours de la translation de l'échantillon. Expérimentalement, il se révèle cependant que le trou de phase n'est pas réellement capable d'améliorer la sensibilité de la technique Baryscan, comme l'attestent les courbes obtenues (Fig. 4.21). Là où nous nous attendions à avoir un pic plus grand et une vallée plus profonde nous avons seulement une vallée plus profonde alors que le pic a considérablement diminué. Le trou de phase semble donc se comporter comme un simple lentille convergente. Afin d'avoir la meilleure sensibilité, la solution revient donc en fait à occuper la plus grande partie possible de la surface active du PSD. Nous avons de plus simulé cette expérience au travers d'un processus d'optimisation (*i.e.* en testant différents objets de phase et faisceaux incidents), aboutissant à la même conclusion : un EOD de phase seul n'est pas capable d'augmenter la sensibilité de la technique Baryscan.

Finalement, et tout comme pour la technique Baryscan simple, le principale avantage de notre technique par rapport au Z-scan et à ses nombreuses variantes réside dans le fait que l'amélioration de sensibilité ne repose pas sur un artefact lié à un processus de normalisation, *i.e.* l'amélioration de sensibilité est directement convertie en un signal électrique réel.

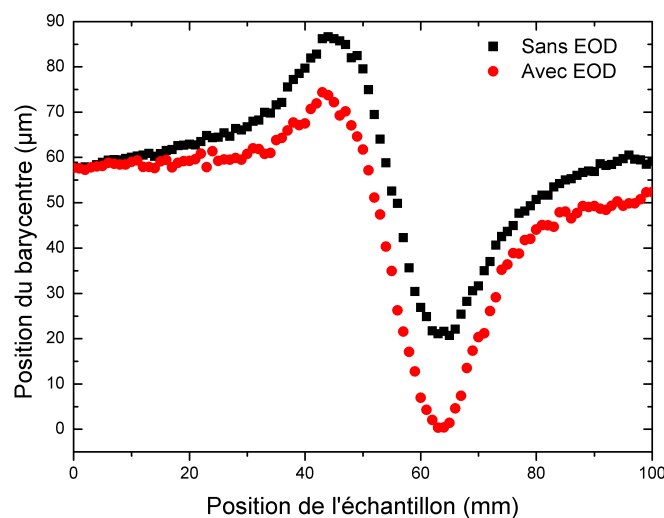


FIGURE 4.21 – Comparaison des déplacements de barycentres avec et sans EOD dans le montage

Bilan sur la technique Baryscan

La technique Baryscan se révèle donc être une méthode réellement puissante pour mesurer tout effet de lentille. A titre d'exemple, nous pouvons considérer le cas du titane-saphir ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$), pour lequel aucun signal n'a pu être obtenu à l'aide du Z-scan. Dans ce matériau, possédant des propriétés thermiques comparables à celles du rubis [169], nous avons ainsi observé un signal Baryscan (Fig. 4.22) en pompant le cristal de Ti :Sa ($e = 2$ mm) en continu à $\lambda = 532$ nm avec une puissance de 1.8 W. Nous pouvons alors en déduire une valeur supposée de la variation de

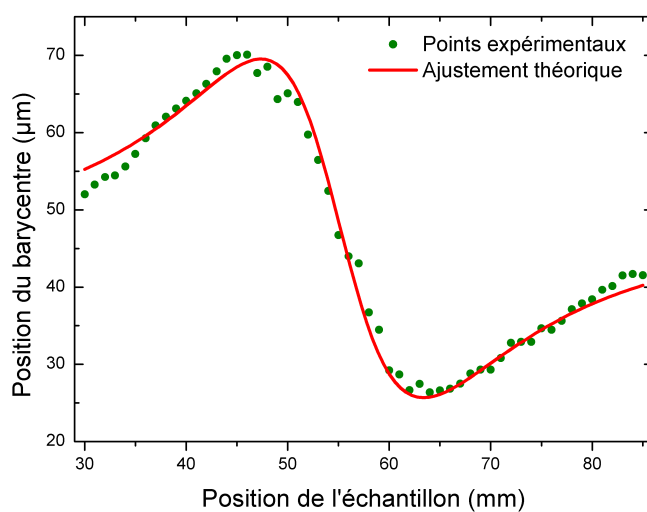


FIGURE 4.22 – Courbe Baryscan obtenue avec un échantillon de Titane-Saphir

polarisabilité : $\Delta\alpha_p = 1.6 \times 10^{-24} \text{ cm}^3$. Cette valeur est quatre fois plus grande que celle obtenue par *Wall et al.* [57] en régime pulsé.

Cependant, compte-tenu de la forte puissance utilisée, il se peut que nous observions des effets thermiques en plus des effets électroniques et surtout, il a été montré que le temps de vie du niveau excité des ions Ti^{3+} dépend fortement de la température [169] et décroît avec celle-ci. Toutefois, un signal a été obtenu alors que la technique Z-scan, dans les mêmes conditions expérimentales, reste aveugle, témoignant de la sensibilité accrue cette méthode. Maintenant, de nombreuses possibilités s'ouvrent à cette technique Baryscan, d'un côté pour encore gagner en précision soit à l'aide de mises en forme du faisceau pompe-sonde ou bien en perfectionnant le couple lame-PSD, d'un autre en appliquant cette technique à d'autres types d'effets.

Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous avons présenté une variante de la technique Z-scan conservant les deux atouts ayant fait la force de cette dernière : simplicité et sensibilité. Cette méthode, appelée Baryscan, permet d'atteindre une sensibilité environ 170 fois supérieure ($\lambda/5.10^4$) à celle du Z-scan par un changement du système de détection de l'effet de lentille et une adaptation de la théorie initiale. La détection de l'effet de lentille est rendue possible par la mesure des déplacements du barycentre du faisceau pompe-sonde tronqué lors de la translation de l'échantillon à l'aide d'un PSD, permettant de détecter des variations de barycentres de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

Nous avons validé expérimentalement cette technique tout d'abord avec un échantillon test de rubis afin de comparer avec les résultats donnés par le Z-scan puis, dans un deuxième temps, avons mis en place une expérience Baryscan résolue en temps afin de s'affranchir des effets thermiques dans le Cr :GSGG. Dans les deux cas, les mesures effectuées se sont révélées pertinentes et ont été réalisées avec des puissances de pompes bien inférieures à celles du Z-scan, traduisant *de facto* l'augmentation de sensibilité apportée par notre technique. Au-delà de sa simplicité, de sa sensibilité et de sa robustesse, l'un des principaux avantages du Baryscan est de fournir un signal électrique mesurable n'étant aucunement lié à un processus de normalisation, principal défaut des techniques telles que le EZ-scan.

Toutes les améliorations apportées au Z-scan classique sont donc transposables sans modification au Baryscan, permettant alors d'atteindre des sensibilités très intéressantes et ouvrent de nombreuses opportunités à cette méthode aussi bien dans la revisite de techniques classiques (Z-scan à deux faisceaux, thermal lens Z-scan) que dans l'exploration de nouvelles pistes exploitant la grande sensibilité des PSDs (mesure de front d'onde).

Conclusion générale et perspectives

Tout au long de ce travail de thèse, centré autour de la métrologie des variations d'indice de réfraction, nous avons montré que la connaissance des effets de population est primordiale afin de mieux appréhender le comportement des lasers à solide.

Ces variations de l'indice de réfraction d'origine électronique, proportionnelles au nombre d'ions actifs du matériau portés dans leur état excité, peuvent en effet avoir un impact considérable sur les propriétés spatio-temporelles des résonateurs laser. C'est pourquoi il est crucial de posséder des techniques expérimentales efficaces permettant de mesurer avec précision ces variations d'indices.

Cette contribution électronique à l'indice de réfraction est un effet pseudo-nonlinéaire, car ne dépendant aucunement de la susceptibilité électrique du matériau, et peut être attribuée à une variation de la polarisabilité ($\Delta\alpha_p$) des ions actifs lorsqu'ils passent de leur état fondamental à leur état excité provenant, dans le cas des matériaux que nous avons étudié, d'un mécanisme de transfert de charges (**Chap. 2**). Nous avons montré que ces effets de population pouvaient fortement influencer la dynamique des lasers, à solide ou à fibre, et même perturber le profil d'intensité des faisceaux de sortie. Toutefois, ces effets ne sont pas forcément néfastes et peuvent être mis à profit pour des applications telles que le nettoyage et la combinaison de faisceaux ou encore l'auto-déclenchement d'une cavité laser. Nous avons justement montré que la valeur de $\Delta\alpha_p$ régit les propriétés des impulsions générées par une telle cavité.

De nombreuses techniques ont été mises au point pour mesurer les effets de population et nous nous sommes focalisés sur la méthode ayant rencontré le plus grand succès du fait de son efficacité couplée à sa simplicité : le Z-scan (**Chap. 3**). Cette technique permet d'atteindre une sensibilité de $\lambda/300$ pour la détection de variations de phase non-linéaires. Ainsi, nous avons pu mesurer la variation de polarisabilité dans le rubis, qui nous a servi de matériau référence par

la suite du fait que les effets thermiques y sont négligeables. Les effets de population sont dans certains cas aussi voire plus importants que les effets thermiques, mécanisme de variation d'indice le plus commun dans les lasers à solide. Dans le cas général, les effets thermiques sont inhérents au pompage optique d'un cristal laser et nous avons donc du mettre en place une technique Z-scan résolue en temps afin de séparer la contribution électronique de la contribution thermique en jouant sur les temps de réponses différents des deux phénomènes. Cette technique, développée en collaboration avec l'équipe du Pr. T. Catunda (IFSC, Brésil), a été testée avec succès dans d'autres matériaux dopés Cr.

Le fil conducteur de cette thèse était de trouver des solutions pour augmenter la sensibilité de cette technique, afin d'être en mesure de sonder des échantillons plus fins, moins absorbants ou d'utiliser des faisceaux moins puissants. C'est pourquoi de nombreuses améliorations du Z-scan ont été proposées depuis une quinzaine d'années, toutes apportant de réels progrès mais au détriment de la simplicité globale de la technique. Nous avons nous même démontré que la sensibilité du Z-scan pouvait être améliorée d'un facteur important en utilisant un EOD de phase dans le montage, augmentant ainsi la variation de divergence avant le système de détection. Toutefois, cette étude nous a permis de souligner les limitations intrinsèques à ce type de diagnostic. En effet, que ce soit dans le cas de notre méthode ou même du EZ-scan, variante répandue du Z-scan mettant en jeu un stop à la place du diaphragme, l'augmentation de sensibilité est en fait en grande partie artificielle et provient du fait que des signaux normalisés sont utilisés. Ainsi, lorsque le signal transmis (servant de normalisation) devient très faible, la valeur du signal normalisé augmente de manière considérable mais au détriment du rapport S/B.

Il est donc nécessaire d'observer certaines précautions lors de la mesure d'un effet de lentille. Ainsi, nous avons considéré théoriquement et expérimentalement le phénomène de perte de corrélation transverse entre les fractions de puissance contenues dans les ailes et le centre d'un faisceau Gaussien. Ce phénomène a pu être observé dans deux situations expérimentales différentes : d'un côté en observant la dynamique de la lentille de population dans un laser à rubis et de l'autre en faisant subir des aberrations de phase à un faisceau Gaussien à l'aide d'un SLM. Nous avons ainsi observé qu'une troncature, même minime, dans le champ proche d'un faisceau Gaussien ou bien le passage par une lentille aberrée entraîne une décorrélation transverse pouvant entraîner une mauvaise interprétation du signe de l'effet non-linéaire (**Chap. 3**), en particulier lorsqu'un diagnostic de divergence basé sur un stop est utilisé. Ce type de diagnostic peut ainsi être utilisé pour attester de la présence ou non d'aberrations. Ce travail a été réalisé

en collaboration avec l'équipe du Pr. A. Forbes (NLC, Afrique du Sud).

Dans l'optique d'une méthode possédant une sensibilité accrue tout en conservant une certaine simplicité, nous avons donc développé une technique, variante du Z-scan, réunissant ces deux conditions, appelée Baryscan (**Chap. 4**). Nous avons montré qu'il est possible de mesurer la non-linéarité induite par le faisceau pompe-sonde en suivant l'évolution de son barycentre lors de la translation de l'échantillon. Cette méthode permet d'atteindre une sensibilité remarquable grâce à l'utilisation de PSD, possédant des résolutions de l'ordre de la dizaine de nanomètres, pour la mesure en temps réel du barycentre. La sensibilité théorique de la technique atteint alors $\lambda/5.10^4$, soit 170 fois celle du Z-scan, avec l'avantage non-négligeable de fournir un signal n'ayant pas à être normalisé par l'absorption de l'échantillon, contrairement au Z-scan. Nous avons donc démontré expérimentalement la faisabilité de cette technique en mesurant la variation de polarisabilité dans le rubis puis dans le Cr :GSGG à l'aide d'une expérience Baryscan résolue en temps. La technique s'est ainsi révélée fiable, robuste et du même niveau de complexité que le Z-scan. De plus, puisque les hypothèses de base sont les mêmes que celles du Z-scan, toute amélioration apportée à la technique originelle peut être transposée au Baryscan. Nous avons ainsi développé théoriquement puis expérimentalement une méthode, basée sur l'utilisation d'un EOD de phase et d'un stop ajoutés au montage Baryscan, permettant d'atteindre une sensibilité de $\lambda/1.8.10^5$. Ainsi, en exploitant la grande sensibilité des PSD et en revisitant la géométrie de notre technique, des sensibilités extrêmement intéressantes peuvent être envisagées permettant de perfectionner toute technique faisant appel à une mesure d'effet de lentille.

Tout au long de cette thèse, nous avons considéré les lentilles comme des éléments optiques diffractifs agissant sur la phase de la lumière incident. Ainsi, au-delà de la mesure d'effets de lentille de population, nous avons abordé la question de la focalisation de faisceau laser sans l'utilisation de lentille réfractive (**Chap. 1**). En effet, nous avons utilisé la focalisation diffractive à l'aide d'une cascade d'EOD de phase pour concentrer le rayonnement lumineux vers l'axe optique, technique pouvant se révéler particulièrement appropriée pour les longueurs d'onde où les lentilles classiques sont inutilisables (rayons X). Par la suite, toujours dans la recherche d'une technique permettant d'atteindre un faible volume focal, nous avons montré qu'il était possible de réduire très fortement ce volume (facteur supérieur à 600) en utilisant des faisceaux de Laguerre-Gauss TEM_{p0} focalisés et corrigés (rendus unilobes) par une optique de phase binaire. Nous nous sommes par conséquent intéressés à différentes manières de forcer une cavité

laser à osciller sur le mode transverse souhaité et avons développé deux techniques. Dans la première, le mode désiré est généré par mise en forme intra-cavité avec un objet de phase. Nous avons depuis observé qu'il est possible d'atteindre le même résultat avec une optique d'amplitude simple (collaboration avec le groupe du Pr. A. Forbes). La seconde méthode consiste à mettre en forme directement le faisceau de pompe selon le mode souhaité, technique pouvant se révéler intéressante dans les cas où l'accès à la cavité n'est pas permis.

Des travaux complémentaires doivent maintenant être menés sur les différents sujets traités pendant cette thèse. En particulier, la méthode Baryscan doit être utilisée dans un environnement protégé et en utilisant un faisceau pompe-sonde modulé et couplé à une détection synchrone afin de pouvoir réellement exploiter la grande sensibilité de la technique et mesurer les variations d'indice de cristaux laser d'intérêt tels ceux utilisés dans les lasers de fortes puissances. Au-delà de la mesure de faibles variations d'indice, nous pouvons maintenant utiliser le recul que nous a fourni la technique Baryscan dans l'utilisation des PSD pour explorer des domaines, tel que la mesure de fronts d'onde, où la résolution, la rapidité et le coût des détecteurs peut poser d'importants problèmes et où l'utilisation de PSD pourrait se révéler précieuse.

Les travaux réalisés durant ce travail de thèse ont conduit à la publication de 12 articles dans des journaux internationaux et 17 communications lors de conférences, listés à la fin de ce mémoire.

Bibliographie

- [1] K. Miyamoto, "The phase fresnel lens," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 51, p. 17, 1961.
- [2] R. G. Mote, S. F. Yu, B. K. Ng, W. Zhou, and S. P. Lau, "Near-field focusing properties of zone plates in visible regime - new insights," *Opt. Express*, vol. 16, p. 9554, 2008.
- [3] A. A. Fotiadi, O. L. Antipov, and P. Mégret, "Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical fibers," *Opt. Express*, vol. 16, p. 12658, 2008.
- [4] O. L. Antipov, O. N. Eremeykin, A. P. Savikin, V. A. Vorob'ev, D. V. Bredikhin, and M. S. Kuznetsov, "Electronic changes of refractive index in intensively pumped Nd :YAG laser crystals," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, p. 910, 2003.
- [5] D. Skrabelj, M. Gorjan, I. Drevensek-Olenik, and M. Marincek, "Lensing effects in Q-switched unstable laser cavities with side-pumped Nd :YAG and ruby crystal rods," *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 105, p. 793, 2011.
- [6] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science, 1986.
- [7] C. Mafusire and A. Forbes, "Mean focal length of an aberrated lens," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 28, 7, p. 1403, 2011.
- [8] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, and B. Lengeler, "A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays," *Nature*, vol. 384, p. 49, 1996.
- [9] A. V. Baez, "Fresnel zone plate for optical image formation using extreme ultraviolet and soft x radiation," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 51, p. 45, 1961.
- [10] G. Boivin, "Use of a fresnel zone plate for optical image information with short wavelength radiations," *Appl. Opt.*, vol. 16, p. 1070, 1977.
- [11] M. Idir, A. Mirone, G. Soullie, P. Guerin, F. Ladan, and P. Dhez, "2D focusing with an off-axis elliptical bragg-fresnel multilayer lens and application to x-ray imaging," *Opt. Commun.*, vol. 119, p. 633, 1995.

- [12] G. Otis, J.-L. Lachambre, and P. Lavigne, "Focusing of laser beams by a sequence of irises," *Appl. Opt.*, vol. 18, p. 875, 1979.
- [13] R. R. Letfullin and O. A. Zayakin, "Diffractive focusing of a gaussian beam," *J. Russ. Laser Res.*, vol. 23, p. 148, 2002.
- [14] R. Bourouis, K. Aït-Ameur, and H. Ladjouze, "Optimization of the gaussian beam flattening using a phase-plate," *J. Mod. Opt.*, vol. 44, p. 1417, 1997.
- [15] J. J. Wen and M. A. Breazeale, "A diffraction beam field expressed as the superposition of Gaussian beams," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 83, p. 1752, 1988.
- [16] E. Cagniot, M. Fromager, and K. Aït-Ameur, "Adaptive Laguerre-Gaussian variant of the Gaussian beam expansion method," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 26,11, p. 2373, 2009.
- [17] S. A. Collins, "Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 60, p. 1168, 1970.
- [18] W. Liu, P. Ji, and J. Yang, "Development of a simple and accurate approximation method for the gaussian beam expansion technique," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 123, p. 3516, 2008.
- [19] L. Ingber, "Adaptive simulated annealing (ASA) : lessons learned," *Contr. Cybernet.*, vol. 25, p. 33, 1996.
- [20] L. Lombard, A. Brignon, J.-P. Huignard, E. Lallier, and P. Georges, "Beam cleanup in a self-aligned gradient-index brillouin cavity for high-power multimode fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 31, 2, p. 158, 2006.
- [21] L. Lombard, *Méthodes non linéaires de remise en forme de faisceau pour amplificateur de puissance à fibre multimode*. PhD thesis, Université de Paris-Sud, 2005.
- [22] R. Soulard, A. Brignon, S. Raby, E. Durand, and R. Moncorgé, "Diode-pumped Nd :YAG self-adaptive resonator with a high-gain amplifier operating at 100 Hz," *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 106, p. 295, 2011.
- [23] J. Lhermite, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, and A. Barthelemy, "Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop," *Opt. Lett.*, vol. 32, 13, p. 1842, 2007.
- [24] J. Lhermite, E. Suran, V. Kermene, F. Louradour, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthelemy, "Coherent combining of 49 laser beams from a multiple core optical fiber by a spatial light modulator," *Opt. Express*, vol. 18, 5, p. 4783, 2010.
- [25] B. Shalaby, V. Kermene, D. Pagnoux, A. Desfarges-Berthelemot, A. Barthelemy, A. Popp, M. A. Ahmed, A. Voss, and T. Graf, "19-cores Yb-fiber laser with mode selection for improved beam brightness," *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 100, p. 859, 2010.

- [26] W. H. Teh, U. Durig, G. Salis, R. Harbers, U. Drechsler, R. F. Mahrt, and a. H. J. G. C. G. Smith, "Su-8 for real three-dimensional subdiffraction-limit two-photon microfabrication," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, p. 4095, 2004.
- [27] W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, "Two-photon laser scanning fluorescence microscopy," *Science*, vol. 248, p. 73, 1990.
- [28] J. R. Moffitt, Y. R. Chemla, S. B. Smith, and C. Bustamante, "Recent advances in optical tweezers," *Annu. Rev. Biochem.*, vol. 77, p. 205, 2008.
- [29] J. Wei, J. Liu, and X. Jiao, "Subwavelength direct laser writing by strong optical nonlinear absorption and melt-ablation threshold characteristics," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, p. 241105, 2009.
- [30] E. Cagniot, M. Fromager, T. Godin, N. Passilly, and K. Aït-Ameur, "Transverse super-resolution technique involving rectified Laguerre-Gaussian LG_p^0 beams," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 28,8, p. 1709, 2011.
- [31] A. Hasnaoui, A. Bencheikh, M. Fromager, E. Cagniot, and K. Aït-Ameur, "Creation of a sharper focus by using a rectified TEM_{p0} beam," *Opt. Commun.*, vol. 284, p. 1331, 2011.
- [32] P. A. Bélanger and C. Paré, "Optical resonators using graded-phase mirrors," *Opt. Lett.*, vol. 16, p. 1057, 1991.
- [33] I. Litvin and A. Forbes, "Intra-cavity flat-top beam generation," *Opt. Express*, vol. 17, p. 15891, 2009.
- [34] A. G. Fox and T. Li, "Resonant mode in a maser interferometer," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 40, p. 453, 1961.
- [35] E. Cagniot, M. Fromager, T. Godin, N. Passilly, M. Brunel, and K. Aït-Ameur, "Variant of the method of Fox and Li dedicated to intracavity laser beam shaping," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 28,3, p. 489, 2011.
- [36] K. Aït-Ameur, "Effects of a phase aperture on the fundamental mode of a hard-apertured cavity," *J. Mod. Opt.*, vol. 49, p. 1157, 2002.
- [37] A. Hasnaoui, T. Godin, E. Cagniot, M. Fromager, A. Forbes, and K. Aït-Ameur, "Selection of a LG_{p0} -shaped fundamental mode in a laser cavity : phase versus amplitude masks," *Opt. Commun.*, 2012.
- [38] M. P. Thirugnanasambandam, Y. Senatsky, A. Shirakawa, and K. Ueda, "Multi-ring modes generation in Yb :YAG ceramic laser," *Opt. Mat.*, vol. 33, p. 675, 2011.

- [39] Y. F. Chen, Y. P. Lan, and S. C. Wang, "Generation of laguerre-gaussian modes in fiber-coupled laser diode end-pumped lasers," *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 72, p. 167, 2001.
- [40] J. J. Zayhowski, "Microchip lasers," *Opt. Mat.*, vol. 11, p. 255, 1999.
- [41] R. D. S. Denis, N. Passilly, M. Laroche, T. Mohammed-Brahim, and K. Aït-Ameur, "Beam-shaping longitudinal range of a binary diffractive element," *Appl. Opt.*, vol. 45, p. 8136, 2006.
- [42] J.-F. Bisson, A. Shirakawa, Y. Sato, Y. Senatsky, and K.-I. Ueda, "Near-field diffractive optical pumping of a laser medium," *Opt. Rev.*, vol. 11, p. 353, 2004.
- [43] F. K. Fatemi and M. Bashkansky, "Cold atom guidance using a binary spatial light modulator," *Opt. Express*, vol. 14, p. 1368, 2006.
- [44] A. Jesacher, S. Fürhapter, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "Size selective trapping with optical "cogwheel" tweezers," *Opt. Express*, vol. 12, p. 4129, 2004.
- [45] J. B. Götte, K. O'Holleran, D. Preece, F. Flossmann, S. Franke-Arnold, S. M. Barnett, and M. J. Padgett, "Light beams with fractional orbital angular momentum and their vortex structure," *Opt. Express*, vol. 16, p. 993, 2008.
- [46] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*. Springer Series in Optical Sciences, sixth ed., 2006.
- [47] H. Kogelnik, "Imaging of optical modes : resonators with internal lenses," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 44, p. 455, 1965.
- [48] R. Menzel, *Photonics*. Springer Verlag, second ed., 2007.
- [49] S. Chénais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, and P. Georges, "On thermal effects in solid-state lasers : The case of ytterbium-doped materials," *Prog. Quantum Electron.*, vol. 30, p. 89, 2006.
- [50] D. J. Bradley, G. Magyar, and M. Richards, "Intensity dependent frequency shift in ruby laser giant pulses," *Nature*, vol. 212, p. 63, 1966.
- [51] D. Pohl, "Inversion dependent frequency drifts in giant pulse ruby lasers," *Phys. Lett. A*, vol. 26, p. 357, 1968.
- [52] T. Catunda, J. P. Andreeta, and J. C. Castro, "Differential interferometric technique for the measurement of the nonlinear index of refraction of ruby and $GdAlO_3 : Cr^{3+}$," *Appl. Opt.*, vol. 25, p. 2391, 1986.
- [53] T. Catunda and J. C. Castro, "Phase conjugation in $GdAlO_3 : Cr^{3+}$ and ruby," *Opt. Commun.*, vol. 63, p. 185, 1987.

- [54] R. C. Powell, S. A. Payne, L. L. Chase, and G. D. Wilke, "Index of refraction change in optically pumped solid-state laser material," *Opt. Lett.*, vol. 14, p. 1204, 1989.
- [55] R. C. Powell and S. A. Payne, "Dispersion effects in four-wave mixing measurements of ions in solids," *Opt. Lett.*, vol. 15, p. 1233, 1990.
- [56] S. C. Weaver and S. A. Payne, "Determination of excited-state polarisabilities of Cr^{3+} -doped materials by degenerate four-wave mixing," *Phys. Rev. B*, vol. 40, p. 10727, 1989.
- [57] K. F. Wall, R. L. Aggarwal, M. D. Sciacca, H. J. Zeiger, R. E. Fahey, and A. J. Strauss, "Optically induced nonresonant changes in the refractive index of $Ti : Al_2O_3$," *Opt. Lett.*, vol. 14, p. 180, 1989.
- [58] V. Pilla, P. R. Impinnisi, and T. Catunda, "Measurement of saturation intensities in ion doped solids by transient nonlinear refraction," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, p. 817, 1997.
- [59] T. Catunda and L. A. Cury, "Transverse self-phase modulation in Ruby and $GdAlO_3 : Cr^{3+}$ crystals," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 7, p. 1445, 1990.
- [60] R. Moncorgé, O. N. Eremykin, J. L. Doualan, and O. L. Antipov, "Origin of athermal refractive index changes observed in Yb^{3+} doped YAG and KGW," *Opt. Commun.*, vol. 281, p. 2526, 2008.
- [61] E. Anashkina and O. Antipov, "Electronic (population) lensing versus thermal lensing in $Yb : YAG$ and $Nd : YAG$ laser rods and disks," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, p. 363, 2010.
- [62] D. N. Messias, T. Catunda, J. D. Myers, and M. J. Myers, "Nonlinear electronic line shape determination in Yb^{3+} -doped phosphate glass," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 665, 2007.
- [63] O. L. Antipov, D. V. Bredikhin, O. N. Eremeykin, A. P. Savikin, E. V. Ivakin, and A. V. Sukhadolau, "Electronic mechanism for refractive-index changes in intensively pumped $Yb : YAG$ laser crystals," *Opt. Lett.*, vol. 31, p. 763, 2006.
- [64] A. A. Fotiadi, O. L. Antipov, and P. Mégret, "Resonantly induced refractive index changes in Yb -doped fibers : the origin, properties and application for all-fiber coherent beam combining," *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*, p. 209, 2010.
- [65] J. Margerie, R. Moncorgé, and P. Nagtegaele, "Spectroscopic investigation of variations in the refractive index of a $Nd : YAG$ laser crystal : Experiments and crystal-field calculations," *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 235108, 2006.
- [66] N. Passilly, E. Haouas, V. Ménard, R. Moncorgé, and K. Aït-Ameur, "Population lensing effect in $Cr : LiSAF$ probed by z-scan technique," *Opt. Commun.*, vol. 260, p. 703, 2006.

- [67] D. Skrabelj, I. Drevensek-Olenik, and M. Marincek, "Influence of the population lens on the EM field evolution in chromium-doped laser materials," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 46, p. 361, 2010.
- [68] N. Passilly, M. Fromager, K. Aït-Ameur, R. Moncorgé, J.-L. Doualan, A. Hirth, and G. Quarles, "Experimental and theoretical investigation of a rapidly varying nonlinear lensing effect observed in a $Cr^{3+} : LiSAF$ laser," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, p. 531, 2004.
- [69] R. Soulard, *Réseaux d'indice et réseaux de gain dans les milieux lasers solides dopés Nd^{3+} ou Yb^{3+} . Utilisation pour le mélange à deux ondes et les cavités lasers auto-adaptatives*. PhD thesis, Université de Caen Basse-Normandie, 2011.
- [70] O. L. Antipov, O. N. Ereneykin, A. V. Ievlev, and A. P. Savikin, "Diode-pumped Nd :YAG laser with reciprocal dynamic holographic cavity," *Opt. Express*, vol. 12, p. 4313, 2004.
- [71] O. N. Ereneykin, O. L. Antipov, A. Minassian, and M. J. Damzen, "Efficient continuous-wave generation in a self-organizing diode-pumped Nd : YVO_4 laser with a reciprocal dynamic holographic cavity," *Opt. Lett.*, vol. 29, p. 2390, 2004.
- [72] R. Soulard, A. Brignon, J.-P. Huignard, and R. Moncorgé, "Non-degenerate near-resonant two-wave mixing in diode pumped Nd^{3+} and Yb^{3+} doped crystals in the presence of athermal refractive index grating," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, p. 2203, 2010.
- [73] N. Passilly, *Utilisation d'éléments optiques diffractifs binaires pour la mise en forme et l'amélioration des performances des lasers solides*. PhD thesis, Université de Caen Basse-Normandie, 2005.
- [74] M. Fromager, *Caractérisation et modélisation des lasers solides pompés optiquement*. PhD thesis, Université de Caen Basse-Normandie, 2002.
- [75] M. Fromager and K. Aït-Ameur, "Modeling of the self-Q-switching behavior of laser based on chromium doped active material," *Opt. Commun.*, vol. 191, p. 305, 2001.
- [76] B. C. Weber and A. Hirth, "Efficient single-pulse emission with submicrosecond duration from a Cr :LiSAF laser," *Opt. Commun.*, vol. 128, p. 158, 1996.
- [77] B. C. Weber and A. Hirth, "Presentation of a new and simple technique of Q-switching with a $LiSrAlF : Cr^{3+}$ oscillator," *Opt. Commun.*, vol. 149, p. 301, 1998.
- [78] A. Sherman, E. Benkler, and H. Telle, "Small third-order optical-nonlinearity detection free of laser parameters," *Opt. Lett.*, vol. 34, 1, p. 49, 2009.
- [79] J. Yang, X. Zhang, Y. Wang, M. Shui, C. Li, X. Jin, and Y. Song, "Method with a phase object for measurement of optical nonlinearities," *Opt. Lett.*, vol. 34, 16, p. 2513, 2009.

- [80] R. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics*. Marcel Dekker, 2003.
- [81] P. D. Maker and R. W. Terhune, "Study of optical effects due to induced polarization third order in the electric field strength," *Phys. Rev.*, vol. 137, 3A, p. 301, 1965.
- [82] H. J. Eichler, P. Günter, and D. W. Pohl, *Laser induced dynamic gratings*. Springer Verlag, 1985.
- [83] K. Iliopoulos, R. Czaplicki, H. E. Ouazzani, J. Y. Balandier, M. Chas, S. Goeb, M. Sallé, D. Gindre, and B. Sahraoui, "Physical origin of the third order nonlinear optical response of orthogonal pyrrolo-tetrathiafulvalene derivatives," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 101104, 2010.
- [84] L. Sarger, P. Segonds, L. Canioni, F. Adamietz, A. Ducasse, C. Duchesne, E. Fargin, R. Olazcuaga, and G. L. Flem, "Time-resolved absolute interferometric measurement of third-order nonlinear-optical susceptibilities," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, 21, p. 1233, 1994.
- [85] G. Boudebs, F. Sanchez, J. Troles, and F. Smektala, "Nonlinear optical properties of chalcogenide glasses : comparison between Mach-Zehnder interferometry and Z-scan techniques," *Opt. Commun.*, vol. 199, p. 425, 2001.
- [86] R. Escalona, "Comparative study between interferometric and Z-scan techniques for thermal lensing characterization," *Opt. Commun.*, vol. 281, p. 1323, 2008.
- [87] S. M. Saltiel, B. V. Wonterghem, and P. M. Rentzepis, "Measurement of $\chi^{(3)}$ and phase shift of nonlinear media by means of a phase-conjugate interferometer," *Opt. Lett.*, vol. 14, p. 183, 1989.
- [88] M. J. Moran, C.-Y. She, and R. L. Carman, "Interferometric measurements of the nonlinear refractive-index coefficient relative to CS_2 in laser-system-related materials," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 11, p. 259, 1975.
- [89] I. Glatt and O. Kafri, "Moiré deflectometry - ray tracing Interferometry," *Opt. Las. Eng.*, vol. 8, p. 277, 1988.
- [90] M. H. M. Ara, E. Koushki, S. Salmani, and S. H. Mousavi, " $\chi^{(3)}$ measurement in 5-oxo-4,5-dihydroindeno[1,2-b]pyrans using the z-scan and the moiré deflectometry techniques," *Opt. Commun.*, vol. 278, p. 418, 2007.
- [91] M. Miclea, U. Skrzypczak, S. Faust, F. Fankhauser, H. Graener, and G. Seifert, "Nonlinear refractive index of porcine cornea studied by z-scan and self-focusing during femtosecond laser processing," *Opt. Express*, vol. 18,4, p. 3700, 2010.
- [92] P. Kelley, "Self-focusing of optical beams," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 15,26, p. 1005, 1965.

- [93] W. E. Williams, M. J. Soileau, and E. W. V. Stryland, "Optical switching and n_2 measurement in CS_2 ," *Opt. Commun.*, vol. 50,4, p. 256, 1984.
- [94] M. Sheik-Bahae, A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. V. Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26,4, p. 760, 1990.
- [95] S. Jia, L. Yan, J. Si, W. Yi, F. Chen, and X. Hou, "Self-focusing in two-color collinear optical kerr measurements," *Opt. Commun.*, vol. 283, p. 4346, 2010.
- [96] Y. J. Ding, C. L. Guo, J. G. A. Swartzlander, J. B. Khurgin, and A. E. Kaplan, "Spectral measurement of the nonlinear refractive index in ZnSe using self-bending of a pulsed laser beam," *Opt. Lett.*, vol. 15, p. 1431, 1990.
- [97] E. V. Ivakin, A. V. Sukhadolau, O. L. Antipov, and N. V. Kuleshov, "Transient grating measurements of refractive-index changes in intensively pumped Yb-doped laser crystals," *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 86, p. 315, 2007.
- [98] R. Soulard, A. Zinoviev, J.-L. Doualan, E. Ivakin, O. Antipov, and R. Moncorgé, "Detailed characterization of pump-induced refractive index changes observed in Nd :YVO₄, Nd :GdVO₄ and Nd :KGW," *Opt. Express*, vol. 18, p. 1553, 2010.
- [99] M. Traiche, M. Fromager, E. Cagniot, and K. Ait-Ameur, "About the correlation between the centre and the wings of a hard-apertured gaussian beam," *Opt. Commun.*, vol. 282, p. 3854, 2009.
- [100] M. Traiche, T. Godin, M. Fromager, R. Moncorgé, T. Catunda, E. Cagniot, and K. Ait-Ameur, "Pseudo-nonlinear and athermal lensing effects on transverse properties on Cr³⁺ based solid-state lasers," *Opt. Commun.*, vol. 284, p. 1975, 2011.
- [101] T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, F. Porée, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "Transverse pseudo-nonlinear effects measured in solid-state laser materials using a sensitive time-resolved technique," *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. DOI 10.1007/s00340-012-5043-4, 2012.
- [102] R. Bourouis, K. Ait-Ameur, and H. Ladjouze, "Optimization of the gaussian beam flattening using a phase plate," *J. Mod. Opt.*, vol. 44, p. 1417, 1997.
- [103] S. Makki and J. Leger, "Solid-state laser resonators with diffractive optic thermal aberration correction," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, p. 1075, 1999.
- [104] A. Montmerle-Bonnefois, M. Gilbert, P.-Y. Thro, and J.-M. Weulersee, "Thermal lensing and spherical aberration in high-power transversally pumped laser rods," *Opt. Commun.*, vol. 259, p. 223, 2006.

- [105] K. Aït-Ameur and F. Sanchez, "Gaussian beam conversion using an axicon," *J. Mod. Opt.*, vol. 46, p. 1537, 1999.
- [106] T. Planchon, W. Amir, C. Childress, J. Squier, and C. Durfee, "Measurement of pump-induced transient lensing in a cryogenically-cooled high average power Ti:sapphire amplifier," *Opt. Express*, vol. 16, p. 18557, 2008.
- [107] M. Sakakura, M. Terazima, Y. Shimotsuma, K. Miura, and K. Hirao, "Heating and rapid cooling of bulk glass after photoexcitation by a focused femtosecond laser pulse," *Opt. Express*, vol. 15, p. 16800, 2007.
- [108] F. Astrath, N. Atrath, J. Shen, J. Zhou, L. Malacarne, P. Pedreira, and M. Baesso, "Time-resolved thermal mirror technique with top-hat cw laser excitation," *Opt. Express*, vol. 16, p. 12214, 2008.
- [109] R. Bhatnagar and D. Bhawalkar, "Measurement of the focal length of the pump-induced lenses in laser media," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 8, p. 497, 1972.
- [110] M. Innocenzi, H. Yura, C. Fincher, and R. Fields, "Measurement of the focal length of the pump-induced lenses in laser media," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, p. 1831, 1990.
- [111] J. Mansell, J. Hennawi, E. Gustafson, M. Fejer, R. Byer, D. Clubey, S. Yoshida, and D. Reitze, "Evaluating the effect of transmissive optic thermal lensing on laser beam quality with a shack-hartmann wave-front sensor," *Appl. Opt.*, vol. 40, p. 366, 2001.
- [112] J. Bourderionnet, A. Brignon, J.-P. Huignard, and R. Frey, "Influence of aberrations on fundamental mode of high power rod solid-state lasers," *Opt. Commun.*, vol. 204, p. 299, 2002.
- [113] L. Grossard, A. Desfarges-Berthelemot, B. Colombeau, and C. Froehly, "Iterative reconstruction of thermally induced phase distortion in a $Nd^{3+} : YVO_4$ laser," *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, vol. 4, p. 1, 2002.
- [114] A. Forbes and L. Botha, "Physical optics modeling of intracavity thermal distortions in solid state laser resonators," *Proc. SPIE*, vol. 4768, p. 153, 2002.
- [115] E. Bernhardt, A. Forbes, C. Bollig, and M. Esser, "Estimation of thermal fracture limits in quasi-continuous-wave end-pumped lasers through a time-dependent analytical model," *Opt. Express*, vol. 16, p. 11115, 2008.
- [116] J. Jabczynsky, "Modeling of diode pumped laser with pump dependent diffraction loss," *Opt. Commun.*, vol. 182, p. 413, 2000.

- [117] S. Fan, X. Zhang, Q. Wang, S. Li, S. Ding, and F. Su, "More precise determination of thermal lens focal length for end-pumped solid-state lasers," *Opt. Commun.*, vol. 266, p. 620, 2006.
- [118] M. Sheik-Bahae, A. Said, and E. V. Stryland, "High-sensitivity, single-beam n_2 measurements," *Opt. Lett.*, vol. 14,17, p. 955, 1989.
- [119] P. B. Chapple, J. Staromlynska, J. A. Hermann, T. J. McKay, and R. G. McDuff, "Single beam z-scan : measurement technique and analysis," *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, vol. 6, p. 251, 1997.
- [120] T. Olivier, *Contribution à la métrologie de l'indice de réfraction et de l'absorption non-linéaires dans le régime nanoseconde : amélioration de la méthode de Z-scan et simulations numériques*. PhD thesis, Université d'Aix-Marseille, 2004.
- [121] E. W. V. Stryland and M. Sheik-Bahae, "Z-scan measurements of optical nonlinearities," *Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Materials*, Marcel Dekker, p. 655, 1998.
- [122] L. C. Oliveira and S. C. Zilio, "Single-beam time-resolved Z-scan measurements of slow absorbers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, p. 2121, 1994.
- [123] L. C. Oliveira, T. Catunda, and S. C. Zilio, "Saturation effects in Z-scan measurements," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 35, p. 2649, 1996.
- [124] A. A. Andrade, E. Tenorio, T. Catunda, M. L. Baesso, A. Cassanho, and H. P. Jenssen, "Discrimination between electronic and thermal contributions to the nonlinear refractive index of $SrAlF_5 : Cr^{3+}$," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, p. 395, 1999.
- [125] U. O. Farrukh, A. M. Buoncristiani, and C. E. Byvik, "An analysis of the temperature distribution in finite solid-state laser rods," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, p. 2253, 1988.
- [126] J. P. Gordon, R. C. C. Leite, R. S. Moore, S. P. S. Porto, and J. R. Whinnery, "Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples," *J. Appl. Phys.*, vol. 36, p. 3, 1965.
- [127] S. R. J. Brueck, H. Kildal, and L. J. Belanger, "Photo-acoustic and photo-refractive detection of small absorptions in liquids," *Opt. Commun.*, vol. 34, p. 199, 1980.
- [128] T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. Dhaenens, C. K. Asawa, and W. Evtuhov, "Stimulated optical emission in fluorescent solid. 2. spectroscopy and stimulated emission in ruby," *Phys. Rev.*, vol. 123, p. 1151, 1961.

- [129] R. Souillard, R. Moncorgé, A. Zinoviev, K. Petermann, O. Antipov, and A. Brignon, “Nonlinear spectroscopic properties of Yb³⁺-doped sesquioxides Lu₂O₃ and Sc₂O₃,” *Opt. Express*, vol. 18, p. 11173, 2010.
- [130] W. Zhao and P. Palffy-Muhoray, “Z-scan technique using top-hat beam,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, p. 1613, 1993.
- [131] B. Gu and H. Wang, “Theoretical study of saturable kerr nonlinearity using top-hat beam z-scan technique,” *Opt. Commun.*, vol. 263, p. 322, 2006.
- [132] Hughes and J. M. Burzler, “Theory of z-scan gaussian-bessel beams,” *Phys. Rev. A*, vol. 56, p. 1103, 1997.
- [133] W. Zhang and M. Kuzyk, “Effect of a thin optical kerr medium on a laguerre-gaussian beam,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 101103, 2006.
- [134] R. E. Bridges, G. L. Fisher, and R. W. Boyd, “Z-scan measurement technique for non-gaussian beams and arbitrary sample thicknesses,” *Opt. Lett.*, vol. 20, p. 1821, 1995.
- [135] G. Tsigaridas, M. Fakis, I. Polyzos, M. Tsibouri, P. Persephonis, and V. Giannetas, “Z-scan analysis for near-gaussian beams through hermite-gaussian decomposition,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, p. 670, 2003.
- [136] G. Tsigaridas, M. Fakis, I. Polyzos, P. Persephonis, and V. Giannetas, “Z-scan technique for elliptic gaussian beams,” *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 77, p. 71, 2003.
- [137] H. Ma, A. S. L. Gomes, and C. B. de Araujo, “Measurements of nondegenerate optical nonlinearity using a two-color single beam method,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, p. 2666, 1991.
- [138] H. Ma and C. B. D. Araujo, “Two-color z-scan technique with enhanced sensitivity,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, p. 1681, 1995.
- [139] J. Wang, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, and E. W. V. Stryland, “Time-resolved z-scan measurements of optical nonlinearities,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, p. 1009, 1994.
- [140] B. Yao, L. Ren, and X. Hou, “Z-scan theory based on a diffraction model,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, p. 1290, 2003.
- [141] T. Xia, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, and E. W. V. Stryland, “Eclipsing z-scan measurement of $\lambda/10^4$ wave-front distortion,” *Opt. Lett.*, vol. 19, p. 317, 1994.
- [142] K. Fedus and G. Boudebs, “Sensitivity of z-scan using diffraction efficiency,” *Opt. Commun.*, vol. 284, p. 1057, 2011.

- [143] A. O. Marcano, H. Maillotte, D. Gindre, and D. Métin, “Picosecond nonlinear refraction measurement in single-beam open z-scan by charge-coupled device image processing,” *Opt. Lett.*, vol. 21, p. 101, 1996.
- [144] G. Boudebs and S. Cherukulappurath, “Nonlinear optical measurements using a 4f coherent imaging system with phase object,” *Phys. Rev. A*, vol. 69, p. 053813, 2004.
- [145] D. Petrov, A. Gomes, and C. B. de Araùjo, “Reflection of a gaussian beam from a saturable absorber,” *Opt. Commun.*, vol. 123, p. 637, 1996.
- [146] D. Petrov, A. Gomes, and C. B. de Araùjo, “Reflection z-scan technique for measurements of optical properties of surfaces,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, p. 1068, 1994.
- [147] R. Ganeev, “Single-shot reflection z-scan measurements of the nonlinear refraction of non-transparent materials,” *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 91, p. 273, 2008.
- [148] I. J. Blewett, J. Stokes, A. Tookey, A. K. Kar, and B. S. Wherrett, “Fastscan z-scan system for determining optical non-linearities in semiconductors,” *Opt. Las. Tech.*, vol. 29, p. 355, 1997.
- [149] B. Gu, J. Yan, Q. Wang, J.-L. He, and H.-T. Wang, “Z-scan technique for characterizing third-order optical nonlinearity by use of quasi-one-dimensional slit beams,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, p. 968, 2004.
- [150] S.-Q. Chen, W.-P. Zang, Z.-B. Liu, W.-Y. Zhou, Y.-F. Kong, and J.-G. Tian, “Method for measurements of second-order nonlinear optical coefficient based on z-scan,” *Opt. Commun.*, vol. 274, p. 213, 2007.
- [151] G. Boudebs and K. Fedus, “Third order nonlinear optical characterization using focal shift measurements,” *Opt. Commun.*, vol. 284, p. 2018, 2011.
- [152] F. Hemhdez, A. . Marcano, and H. Maillotte, “Sensitivity of the total beam profile distortion z-scan for the measurement of nonlinear refraction,” *Opt. Commun.*, vol. 134, p. 529, 1997.
- [153] G. Boudebs and K. Fedus, “Absolute measurement of the nonlinear refractive indices of reference materials,” *J. Appl. Phys.*, vol. 105, p. 103106, 2009.
- [154] R. D. Saint-Denis, M. Fromager, E. Cagniot, and K. Aït-Ameur, “Z-scan sensitivity enhancement using a binary diffractive optics,” *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 90, pp. 513–517, 2008.
- [155] M. Fromager and K. Aït-Ameur, “Transformation of an elliptic beam into a circular beam using a binary diffractive optic,” *Opt. Commun.*, vol. 190, p. 45, 2001.

- [156] R. D. S. Denis, E. Cagniot, P. Leprince, M. Fromager, and K. Aït-Ameur, "Low cost adjustable axicon," *J. Optoelectron. Adv. Mater. Rapid Commun.*, vol. 2, p. 693, 2008.
- [157] Y.-L. Yeh, C.-C. Wang, M.-J. Jang, and Y.-P. Lin, "A high-precision measurement technique for evaluating alcohol concentrations using an optical metrology system based on a position sensing detector," *Opt. Commun.*, vol. 47, p. 599, 2009.
- [158] C. S. Vikram and H. J. Caulfield, "Interference fringe analysis based on centroid detection," *Appl. opt.*, vol. 46, p. 5137, 2007.
- [159] H. Gilles, B. Chéron, and J. Hamel, "Interference fringe analysis based on centroid detection," *Opt. Commun.*, vol. 190, p. 179, 2001.
- [160] J. M. Hogan, J. Hammer, S. W. Chiow, S. Dickerson, D. M. S. Johnson, T. Kovachy, A. Sugarbaker, and M. A. Kasevich, "A precision angle sensor using an optical lever inside a Sagnac interferometer," *Opt. Lett.*, vol. 36, p. 1698, 2011.
- [161] D. Zheng, X. Wang, and F. Tang, "An improved method of angle measurement with a position sensitive detector," *Chin. Opt. Lett.*, vol. 5, p. 403, 2007.
- [162] H. A. Andersson, A. Manuilskiy, G. Thungström, A. Lundgren, and H.-E. Nilsson, "Principle of ft spectrometer based on a lateral effect position sensitive detector and multi channel Fabry-Perot interferometer," *Measurement*, vol. 42, p. 668, 2009.
- [163] F. Docchio, S. Corini, M. Perini, and R. S. Kasana, "A simple and reliable system for measuring the refractive index of liquids using a position-sensitive detector," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 44,1, 1995.
- [164] N. Hermosa, A. Aiello, and J. P. Woerdman, "Quadrant detector calibration for vortex beams," *Opt. Lett.*, vol. 36, p. 409, 2011.
- [165] H. Gilles, S. Girard, and J. Hamel, "Simple technique for measuring the Goos-Hänchen effect with polarization modulation and a position-sensitive detector," *Opt. Lett.*, vol. 27, p. 1421, 2002.
- [166] T. Godin, M. Fromager, B. Päivänranta, N. Passilly, G. Boudebs, E. Cagniot, and K. Ait-Ameur, "Considerations about z-scan sensitivity : theory versus experiments," *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 95, p. 579, 2009.
- [167] E. Cagniot, T. Godin, M. Fromager, P. Leprince, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "Enhanced-sensitivity version of the baryscan technique," *J. Mod. Opt.*, vol. 58, p. 1529, 2011.

- [168] E. Cagniot, M. Fromager, T. Godin, M. Traïche, N. Passilly, B. Païvanranta, and K. Aït-Ameur, “Cascades of π -phase plates : a transparent diffractive focusing system,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 27,7, p. 1647, 2010.
- [169] P. Moulton, “Spectroscopic and laser characteristics of Ti :Al₂O₃,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 3, p. 125, 1986.
- [170] S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt, and M. P. Vecchi, “Optimization by simulated annealing,” *Science*, vol. Vol. 220, No. 4598, 1983.
- [171] J. Dréo, A. Pétrowski, P. Siarry, and E. Taillard, *Métaheuristiques pour l’optimisation difficile*. Eyrolles, 2003.
- [172] J. Beranek, M. Hugenschmidt, U. Keller, G. Marowsky, K. Rohlena, W. Shulz, W. Seelig, P. Simon, U. Sowada, S. Szatmari, J. Uhlenbusch, W. Viol, and R. Wester, *Laser Physics and Applications - Subvolume B : Laser Systems*. Springer, 2007.
- [173] S. A. Payne, L. K. Smith, R. J. Beach, B. H. T. Chai, J. H. Tassano, L. D. DeLoach, W. L. Kway, and R. W. Solarz, “Properties of Cr : LiSrAlF₆ crystals for laser operation,” *Appl. Opt.*, vol. 33, p. 5526, 1994.
- [174] S. A. Payne, W. F. Krupke, L. K. Smith, W. L. Kway, L. D. DeLoach, and J. H. Tassano, “752nm wing-pumped Cr :LiSAF laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, p. 1188, 1992.
- [175] H. J. Zhang, X. L. Meng, and L. Zhu, “Growth, morphology and characterization of Yb : YVO₄ crystal,” *Status Solidi A*, vol. 175, p. 705, 1999.
- [176] A. Selivanov, I. Denisov, N. Kuleshov, and K. Yumashev, “Nonlinear refractive properties of Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ and YVO₄ laser crystals,” *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 83, pp. 61–65, 2006.
- [177] H. Qiu, P. Yang, J. Dong, P. Deng, J. Xu, and W. Chen, “The influence of Yb concentration on laser crystal Yb :YAG,” *Mat. Lett.*, vol. 55, pp. 1–7, 2001.
- [178] J. Petit, B. Viana, P. Goldner, D. Vivien, P. Louiseau, and B. Ferrand, “Laser oscillation with low quantum defect in Yb : GdVO₄, a crystal with high thermal conductivity,” *Opt. Lett.*, vol. 29, p. 833, 2010.
- [179] R. L. Aggarwal, D. J. Ripin, J. R. Ochoa, and T. Y. Fan, “Measurement of thermo-optic properties of Y₃Al₅O₁₂, Lu₃Al₅O₁₂, YAl₅O₃, LiYF₄, LiLuF₄, BaY₂Al₅F₈, KGd(WO₄)₂, and KY(WO₄)₂ laser crystals in the 80-300K temperature range,” *J. Appl. Phys.*, vol. 98, p. 103514, 2005.

- [180] H. Zhang, X. Meng, L. Zhu, P. Wang, X. Liu, Z. Yang, J. Dawes, and P. Dekker, "Growth, morphology and characterization of $Yb : YVO_4$ crystal," *Phys. Stat. Sol. (a)*, vol. 175, p. 705, 1999.
- [181] J. Petit, B. Viana, P. Goldner, J.-P. Roger, and D. Fournier, "Thermomechanical properties of Yb^{3+} doped laser crystals : Experiments and modeling," *J. Appl. Phys.*, vol. 108, p. 123108, 2010.
- [182] R. Niu, J. Liu, C. Liu, and L. Qin, "Theoretical investigation on thermal lensing effects of $Yb : KY(WO_4)_2$ in diode-pumped lasers," *Optik*, vol. 22, p. 1317, 2011.
- [183] C. Krankel, D. Fagundes-Peters, S. Fredrich, J. Johannsen, M. Mond, G. Huber, M. Bernhagen, and R. Uecker, "Continuous wave laser operation of $Yb^{3+} : YVO_4$," *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 79, pp. 543–546, 2004.
- [184] M. Siebold, S. Bock, U. Schramm, B. Xu, J. L. Doualan, P. Camy, and R. Moncorgé, " $Yb : CaF_2$ -a new old laser crystal," *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, vol. 97, pp. 327–338, 2009.
- [185] R. Wynne, J. L. Daneu, and T. Y. Fan, "Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG," *Appl. Opt.*, vol. 38, p. 3282, 1999.
- [186] D. L. Wood and K. Nassau, "Optical properties of gadolinium gallium garnet," *Appl. Opt.*, vol. 29, p. 3704, 1990.
- [187] S. Chénais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brenier, and G. Boulon, "Diode-pumped $Yb : GGG$ laser : comparison with $Yb : YAG$," *Opt. Mat.*, vol. 22, pp. 99–106, 2003.
- [188] N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, A. V. Podlipensky, and V. P. Mikhailov, "Pulsed laser operation of Yb -doped $KY(WO_4)_2$ and $KGd(WO_4)_2$," *Opt. Lett.*, vol. 22, p. 1317, 1997.
- [189] H. Andersson, *Position Sensitive Detectors - Device technology and applications in spectroscopy*. PhD thesis, Mid Sweden University, 2008.

Communications de l'auteur

Publications dans des journaux avec comités de lecture

1. T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, B. Paivanranta, N. Passilly, G. Boudebs, and K. Ait-Ameur, "*Consideration about Z-scan sensitivity improvement : theory versus experiment*", Appl. Phys. B : Lasers Opt., 95, 579 (2009).
2. E. Cagniot, M. Fromager, T. Godin, M. Traiche, N. Passilly, B. Paivanranta, and K. Ait-Ameur, "*Cascades of π -phase plates : a transparent diffractive focusing system*", J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 27, No. 7 (2010).
3. M. Traiche, T. Godin, M. Fromager, R. Moncorgé, T. Catunda, E. Cagniot, and K. Ait-Ameur, "*Pseudo-nonlinear and athermal lensing effects on transverse properties of Cr^{3+} based solid-state lasers*", Opt. Commun., 284, 1975 (2011).
4. E. Cagniot, M. Fromager, T. Godin, N. Passilly, M. Brunel, and K. Ait-Ameur, "*Variant of the method of Fox & Li dedicated to intracavity laser beam shaping*", J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 28, No. 3 (2011).
5. T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*Baryscan : a sensitive and user-friendly alternative to Z-scan for weak nonlinearities measurements*", Opt. Lett., Vol. 36, No. 8, 1401 (2011).
6. T. Godin, A. Forbes, D. Naidoo, M. Fromager, E. Cagniot and K. Ait-Ameur, "*Transverse correlation vanishing due to phase aberrations*", Opt. Commun., 284 4601-4606 (2011).
7. E. Cagniot, M. Fromager, T. Godin, N. Passilly and K. Ait-Ameur, "*Transverse super-resolution technique involving rectified Laguerre-Gaussian LG_{p0} beams*", J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 28, No. 8 (2011) + Virtual J. Biomed. Opt., Vol. 6, Iss. 9 (2011).
8. E. Cagniot, T. Godin, M. Fromager, P. Leprince, R. Moncorgé and K. Ait-Ameur, "*Enhanced sensitivity version of the Baryscan technique*", J. Mod. Opt., Vol. 58, Iss. 17, 1529-1537 (2011).
9. D. Naidoo, T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, N. Passilly, A. Forbes, and K. Ait-Ameur, "*Transverse mode selection in a monolithic microchip laser*", Opt. Commun., 284, 5475-5479 (2011).

10. T. Godin, R. Moncorgé, J.L. Doualan, M. Fromager, K. Ait-Ameur, R.A. Cruz, and T. Catunda, "*Optically-pump induced athermal and non-resonant refractive index changes in the reference Cr-doped laser materials : Cr :GSGG and ruby*", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 29, No. 5, 1055-1064 (2012).
11. T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, F. Porée, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*Transverse pseudo-nonlinear effects measured in solid-state laser materials using a sensitive time-resolved technique*", Appl. Phys. B : Lasers Opt., Vol. 107, 733-740 (2012).
12. A. Hasnaoui, T. Godin, E. Cagniot, M. Fromager, A. Forbes, and K. Ait-Ameur, "*Selection of a LGp0-shaped fundamental mode in a laser cavity : phase versus amplitude masks*", Opt. Commun., Accepted (2012).

Communications orales lors conférences

1. T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, B. Paivanranta, N. Passilly, G. Boudebs, and K. Ait-Ameur, "*Sensitivity improvement of non-linearities measurements using binary diffractive optics*", IONS-7 (OSA PhD students conference), 2010, Galway, Ireland.
2. T. Godin, E. Cagniot, M. Fromager, M. Traiche, N. Passilly, B. Paivanranta, and K. Ait-Ameur, "*Cascades of p-phase plates : a diffractive focusing system*", SAIP 2010, Pretoria, South Africa.
3. T. Godin, R. Moncorgé, J.L. Doualan, M. Fromager, K. Ait-Ameur, and T. Catunda, "*Optically-pump induced athermal and non-resonant refractive index changes in Cr-doped materials : still an opened question*", Advances In Optical Materials (AIOM), 2011, Istanbul, Turkey.
4. T. Godin, E. Cagniot, M. Fromager, N. Passilly, M. Brunel, and K. Ait-Ameur, "*Generation of pure TEM_{p0} modes using phase diffractive optics*", IONS-9 (OSA PhD students conference), 2011, Salamanca, Spain.
5. T. Godin, R. Moncorgé, J.L. Doualan, M. Fromager, K. Ait-Ameur, and T. Catunda, "*Optically-pump induced athermal and non-resonant refractive index changes in Cr-doped materials : still an opened question*", International Conference on Luminescence (ICL), 2011, Ann Arbor, USA.

6. T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*Nouvelles techniques dédiées aux mesures de non-linéarités optiques*", Journées de l'école doctorale SI-MEM, 2011, Caen, France. ***Élue meilleure présentation orale.***
7. T. Godin, E. Cagniot, M. Fromager, N. Passilly, M. Brunel, and K. Ait-Ameur, "*Generation of pure TEM_{p0} modes using a friendly intra-cavity laser beam shaping technique*", SPIE Optics + Photonics, 2011, San Diego, USA.
8. T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "Highly sensitive laser probing of weak optical nonlinearities", LAP2012, 6th Conference on Laser Probing, Paris, France.
9. T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "Measurement of transverse pseudo-nonlinear effects in solid-state laser material using a highly sensitive technique", IONS 12, Naples, Italie.

Posters lors conférences

1. M. Traiche, T. Godin, M. Fromager, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*On the sign of population lensing effect in Chromium doped materials*", Laser Physics'10, 2010, Foz do Iguazu, Brazil.
2. M. Traiche, T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, and K. Ait-Ameur, "*Correlation collapse between centre and wings of a truncated Gaussian beam*", Laser Physics'10, 2010, Foz do Iguazu, Brazil.
3. A. Hasnaoui, T. Godin, and K. Ait-Ameur, "*Improving both Transverse Mode Discrimination and Diffraction Losses in a laser cavity using an absorbing ring*", Laser Physics'10, 2010, Foz do Iguazu, Brazil.
4. M. Traiche, T. Godin, M. Fromager, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*On the sign of population lensing effect in Chromium doped materials*", SAIP 2010, Pretoria, South Africa.
5. T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, R. Moncorgé, and K. Ait-Ameur, "*Baryscan : une technique innovante et sensible dédiée aux mesures de faibles non-linéarités*", Optique Marseille, JNCO, 2011, Marseille, France.

6. T. Godin, R. Moncorgé, J.L. Doualan, M. Fromager, K. Ait-Ameur and T. Catunda, "*Origin of non-resonant population induced refractive index changes in ion-doped laser materials : still an open question*", Optique Marseille, JNCO, 2011, Marseille, France.
7. T. Godin, S. Ngcobo, E. Cagniot, M. Fromager, A. Forbes, and K. Aït-Ameur, "*Strong reducing of the laser focal volume*", SPIE Optics + Photonics, 2011, San Diego, USA. **Best student paper award.**
8. T. Godin, M. Fromager, E. Cagniot, T. Catunda, R. Moncorgé, and K. Aït-Ameur, "Highly sensitive laser probing of weak optical nonlinearities", 5th EPS-QEOD Europhoton Conference (2012), Stockholm, Suède.

Proceedings

1. T. Godin, E. Cagniot, M. Fromager, N. Passilly, M. Brunel, and K. Ait-Ameur, "*Generation of pure TEM₀ modes using a friendly intra-cavity laser beam shaping technique*", Proc. of SPIE Vol. 8130 813006 (2011).
2. T. Godin, S. Ngcobo, E. Cagniot, M. Fromager, A. Forbes, and K. Aït-Ameur, "*Strong reducing of the laser focal volume*", Proc. of SPIE Vol. 8130 81300Q (2011).

Recuit simulé et Optimisation

Afin d'illustrer la nécessité d'utiliser la méthode du Recuit Simulé, considérons le problème dit "du voyageur de commerce" dans lequel un représentant commercial doit visiter un ensemble de n villes sans passer deux fois de suite par la même ville, chacune d'entre elles étant reliée à toutes les autres. Le problème est donc le suivant : visiter les n villes et revenir au point de départ en ayant parcouru le minimum de distance. Malgré une apparente simplicité, ce problème se révèle être très complexe : en effet, pour la première étape, le représentant a le choix entre n villes, $n - 1$ pour la seconde, $n - 2$ pour la troisième et ainsi de suite. Ainsi, pour 100 villes, le nombre de possibilités à tester est de $100! \approx 0.933 \times 10^{158}$, ce qui prendrait, pour une machine actuelle capable de tester une configuration en une nanoseconde, 10^{142} années, sachant que l'âge de l'Univers n'est que de 10^{10} années environ...

La méthode du recuit simulé¹ [170] est une métaheuristique, c'est-à-dire une méthode destinée à résoudre les problèmes d'optimisation difficiles pour lesquels il n'y a pas de solution classique efficace tel que le problème du voyageur de commerce : dans notre cas il s'agit de trouver le minimum global d'une fonction.

Considérons un système composé de N éléments : à chaque configuration de ce système est associée une fonction à minimiser (que nous appellerons "énergie" par analogie avec la thermodynamique). Les configurations du système peuvent être modifiées par des changements d'états discrets des éléments du système.

Nous partons d'une configuration aléatoire et fixons un paramètre fictif au système, appelé température. Nous itérons alors le processus dit de Métropolis (Fig. A.2) en tirant au sort une modification de la configuration actuelle changeant l'énergie du système d'une quantité ΔE . Si

1. Le nom de *recuit simulé* (*simulated annealing*) est inspiré d'un processus utilisé en métallurgie où on alterne des cycles de refroidissement lent et de réchauffage (recuit) afin de minimiser l'énergie d'un matériau.

l'énergie diminue, la modification est alors acceptée, si en revanche celle-ci augmente le changement est effectué avec une probabilité $\exp\left(\frac{-\Delta E}{k_b T}\right)$ (dans notre cas, $k_b = 1$). Les perturbations dégradantes sont donc fréquemment acceptées à haute température mais fréquemment rejetées à basse température. L'acceptation d'une solution dégradante augmentant l'énergie permet ainsi à l'algorithme d'explorer une plus grande partie de l'espace des configurations en ne s'enfermant pas dans un minimum local d'énergie.

L'itération se poursuit (figure A.2) tant que l'énergie du système diminue. Un changement

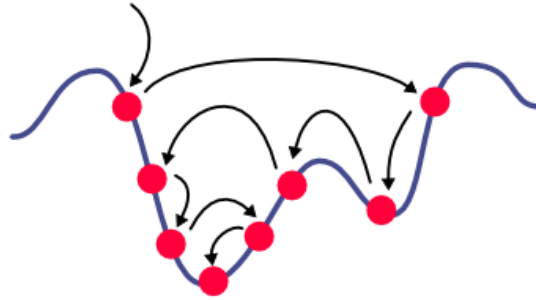


FIGURE A.1 – Convergence du Recuit Simulé vers un minimum global

de palier de température est effectué lorsque l'algorithme est passé successivement soit par $12 \times n$ solutions acceptées directement (diminution de l'énergie), soit par $100 \times n$ solutions dégradantes (augmentation de l'énergie). La température est alors diminuée de façon géométrique ($T_{i+1} = 0.9 \times T_i$) et on reprend le processus jusqu'à ce que les diminutions de températures restent inefficaces (ici, trois paliers de température successifs sans aucune acceptation).

La température initiale est calculée de la façon suivante [171] : 100 perturbations sont effectuées au hasard et la moyenne $\langle \Delta E \rangle$ des variations ΔE est évaluée. Ensuite, un taux initial d'acceptation τ_0 des perturbations dégradantes est choisi, selon la "qualité" supposée de la configuration initiale, par exemple :

- qualité "médiocre" : $\tau_0 = 50\%$ (démarrage à haute température)
- qualité "bonne" : $\tau_0 = 20\%$ (démarrage à basse température)

La température initiale est ainsi déduite de la relation :

$$\exp\left(\frac{-\langle \Delta E \rangle}{k_b T_0}\right) = \tau_0 \quad (\text{A.1})$$

La Fig. A.1 illustre la démarche suivie par le recuit simulé : l'algorithme peut explorer tout l'espace des configurations, si la température est suffisamment élevée (Fig. A.3 (a)), sans s'enfermer dans un minimum local (point "L" sur la figure) et ainsi converger vers le minimum global de la

fonction (point "G" sur la figure). En revanche, lorsque la température (représentée par la barre horizontale) baisse, seules quelques configurations restent accessibles (celles situées sous la barre).

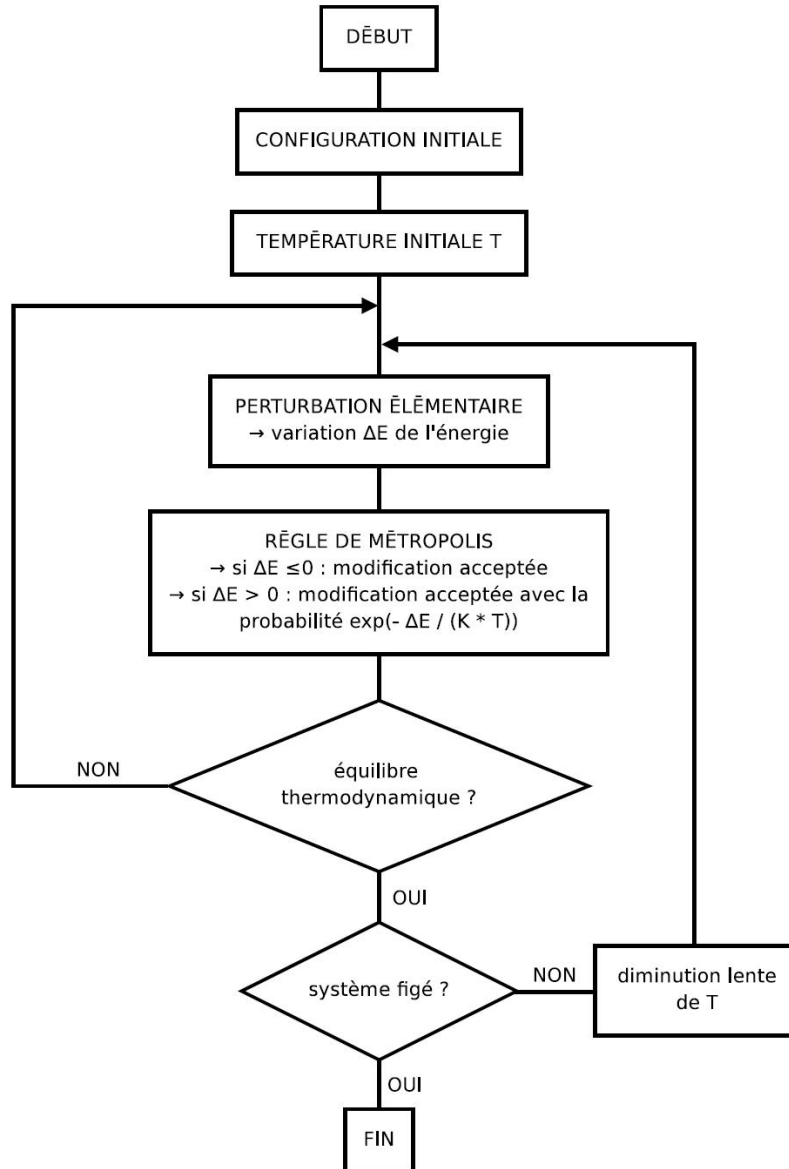
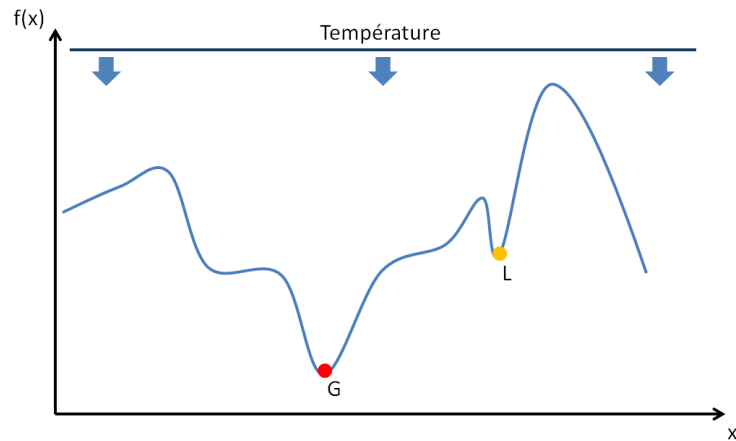
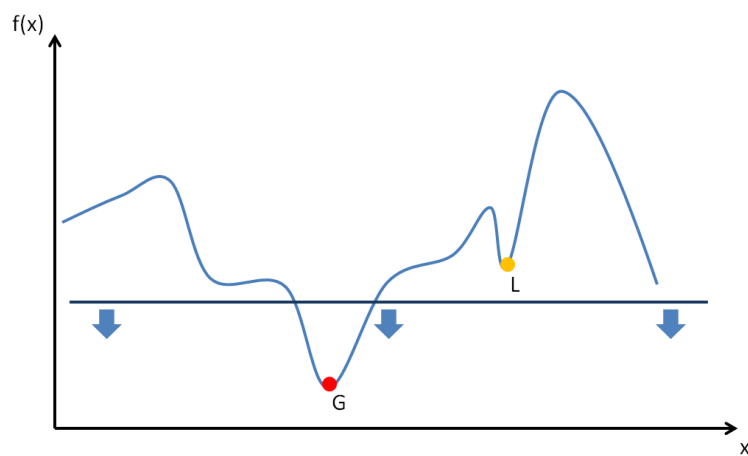


FIGURE A.2 – Algorithme de Recuit Simulé



(a) Température élevée : toutes les positions sont accessibles



(b) Température basse : seules quelques positions restent accessibles

FIGURE A.3 – Illustration de l'évolution de l'algorithme de Recuit Simulé

Annexe **B**

Propriétés thermiques des matériaux dopés

Yb^{3+} et Cr^{3+}

Cristal dopé Cr^{3+}	Al_2O_3 [172] (Rubis)	GSGG [172]	GGG [172]	LiSAF [66, 172]	BeAl_2O_3 [172] (Alexandrite)
Indice de réfraction, n_0	1.77	1.94	1.94	1.41	1.75
Densité, ρ ($g.cm^{-3}$)	3.98	6.46	7.09	3.45	3.69
Chaleur spécifique, C_p ($J.g^{-1}.K^{-1}$)	0.75	0.40	0.38	0.842	N.C.
Conductivité thermique, K ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	37	5.63	7.4	3.09	23
Diffusivité thermique, D ($m.s^{-2}$)	1.24×10^{-5}	2.18×10^{-6}	2.75×10^{-6}	1.06×10^{-6}	N.C.
Coefficient d'expansion thermique, α (K^{-1})	6.7×10^{-6}	7.5×10^{-6}	8.96×10^{-6}	-1×10^{-5} [173]	6×10^{-6}
dn/dT (K^{-1})	1.2×10^{-5}	2.05×10^{-5}	3.13×10^{-5}	-2.5×10^{-6} [174]	9.4×10^{-6}
Temps de vie radiatif, τ (ms)	3.4	0.115	0.096	0.067	0.26

TABLE B.1 – Propriétés thermiques de différents matériaux dopés Chrome

Crystal dopé Yb ³⁺	YAG	GdVO ₄	GGG	CaF ₂	KYW	YVO ₄
Indice de réfraction, n_0	1.82	$n_e = 2.19$ $n_o = 1.97$ [175]	1.94	1.429	1.986	$n_e = 2.17$ $n_o = 1.96$ [176]
Densité, ρ ($g.cm^{-3}$)	4.56	5.48	7.1	3.18	6.61	4.22
Chaleur spécifique C_p ($J.g^{-1}.K^{-1}$)	[177]	0.42 [178]	N.C.	N.C.	[179]	0.61 [180]
Conductivité thermique K ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	5.7 (5%Yb) [181]	7.1 (2%Yb, \perp c) 8.1 (2%Yb, \parallel c) [181]	7.7 (10%Yb) 6.9 (15%Yb) 6.2 (30%Yb) [181]	8.4 (0.5%Yb) 5.2 (5%Yb) 4.1 (8.9%Yb) [181]	2.6 (x-axis) 3.4 (z-axis) [182]	5.1 [180,183]
Diffusivité thermique D ($\times 10^{-6} m.s^{-2}$)	2.0 (5%Yb) [181]	3.1 (2%Yb, \perp c) 3.5 (2%Yb, \parallel c) [181]	2.5 (10%Yb) 2.3 (15%Yb) 2.0 (30%Yb) [181]	3.0 (0.5%Yb) 1.9 (5%Yb) 1.5 (8.9%Yb) [181]	[179]	1.98
Coefficient d'expansion thermique, α ($\times 10^{-6} K^{-1}$)	7.6 [172]	N.C.	N.C.	19 [184]	[179]	$\alpha_1 = 1.5$ $\alpha_3 = 8.2$ [180]
dn/dT ($\times 10^{-6} K^{-1}$)	9 [185]	N.C.	17.5 [186]	-17.8 [184]	-9 (x-axis) 9 (z-axis) [182]	N.C.
Temps de vie radiatif τ (ms)	0.95	0.32 [178]	0.8 [187]	2.4	0.6 [188]	0.32 [183]

TABLE B.2 – Propriétés thermiques de différents matériaux dopés Yb³⁺

Fonctionnement d'un Position Sensitive Detector (PSD)

Nous détaillons dans cette annexe le fonctionnement d'un PSD et les principes physiques mis en jeu, afin de mieux appréhender les valeurs annoncées en termes de résolution et de sensibilité de la technique Baryscan.

Deux types de PSD sont communément utilisés [189] : la photodiode à effet latéral (Lateral Effect Photodiode, LEP) et le détecteur à quadrant. Le premier consiste en une photodiode d'un seul bloc, non-pixelisée alors que le second est constitué d'un réseau (usuellement 2×2) de photodiodes individuelles. Les PSD utilisés dans ce travail sont du premier type, sachant que nous devons avoir une détection de la position du faisceau qui soit linéaire et continue.

Ces PSD se présentent comme une jonction $p - n$ ou Schottky (Fig. C.1) dans laquelle la lumière incidente sur le détecteur est convertie en un courant électrique divisé entre deux contacts (pour le cas à une dimension) situés de chaque côté de la jonction (deux anodes et une cathode commune). Ces deux courants sont ainsi proportionnels à la position du faisceau lumineux et le PSD mesure la position exacte de son barycentre x_b avec une grande précision.

Considérant la Fig. C.1(b) représentant un PSD avec une surface active de longueur L générant des photo-courants I_1 et I_2 , le barycentre du faisceau est donné par :

$$x_b = \frac{L}{2} \left(\frac{I_2 - I_1}{I_1 + I_2} \right) \tag{C.1}$$

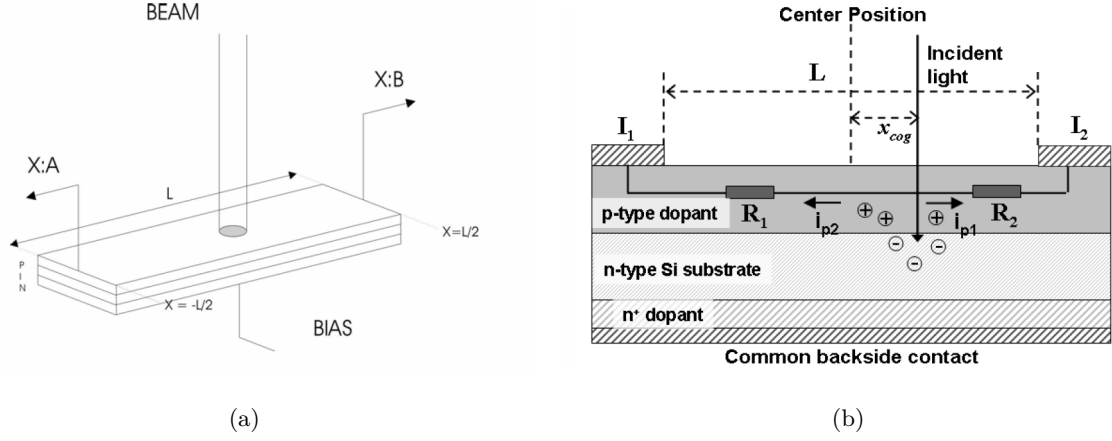


FIGURE C.1 – PSD à effet latéral - Vue à une dimension

La résolution du PSD est définie comme la plus petite variation de position du faisceau détectable (*i.e.* la plus petite variation courant détectable, déterminée par le rapport signal sur bruit). Le bruit peut être séparé en plusieurs composantes : bruit thermique (courant I_T), bruit électronique (ou bruit de Schottky, I_s), bruit dû aux amplificateurs (I_{en}) voire bruit dû aux fluctuations du faisceau laser en puissance et position.

Le plus petit déplacement en position détectable Δx peut ainsi être exprimé comme :

$$\Delta x = L \frac{\sqrt{I_T^2 + I_s^2 + I_{en}^2}}{I_{tot}} \quad (\text{C.2})$$

où I_{tot} est le photo-courant total.

La réponse en tension délivrée par les PSD utilisés au cours de ce travail de thèse est linéaire en fonction de la position du faisceau sur leurs surfaces actives. Ainsi, nous avons vu que la position du barycentre (dans une direction) est donnée par :

$$B_x = \frac{V_x}{V_{sum}} \times \frac{L}{2} \quad (\text{C.3})$$

où V_x et V_{sum} sont les tensions délivrées par les voies x (voie différence) et somme (intensité totale) et L la largeur du capteur. Toutefois, il est nécessaire de calibrer nos PSD (Fig. C.2), cette relation devant parfois comporter un facteur correctif, du à l'influence de certains paramètres (longueur d'onde en particulier).

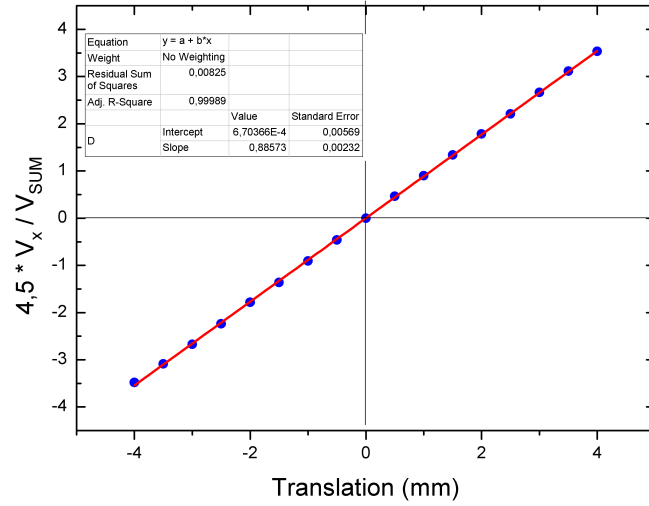


FIGURE C.2 – Calibration du *PSD New Focus 2931* ($L = 9$ mm)



FIGURE C.3 – *PSD New Focus 2931*

Facteur de disparition d'intensité radiale

Nous détaillons ici le calcul du facteur de disparition d'intensité radiale, employé aux Chapitres 1 et 4, et définissant la coordonnée radiale à partir de laquelle l'intensité d'un faisceau peut être considérée comme négligeable.

L'intensité radiale d'un faisceau Laguerre-Gaussien collimaté est définie comme :

$$I(r) = I_0 \left[\mathcal{L}_p \left(\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \right]^2 \exp \left(-\frac{2r^2}{w_0^2} \right), \quad (\text{D.1})$$

où \mathcal{L}_p est le polynôme de Laguerre d'ordre p . La puissance totale dans le faisceau est :

$$P = 2\pi \int_0^{+\infty} I(r) r dr. \quad (\text{D.2})$$

A partir du changement de variable $u = 2r^2/w_0^2$, l'Eq. (D.2) s'exprime comme :

$$P = \frac{\pi w_0^2 I_0}{2} \int_0^{+\infty} \mathcal{L}_p(u) \mathcal{L}_p(u) \exp(-u) du. \quad (\text{D.3})$$

Sachant que les polynômes de Laguerre forment une base complète sur l'intervalle demi-ouvert $[0, +\infty[$ par rapport à la fonction pondérante $\exp(-u)$, l'Eq. (D.3) est alors réduite à :

$$P = \frac{\pi w_0^2 I_0}{2}. \quad (\text{D.4})$$

De la même façon, la puissance transmise par un diaphragme, considérant un faisceau incident LG_p^0 collimaté, est définie comme :

$$P_t = \frac{\pi w_0^2 I_0}{2} \int_0^a \mathcal{P}_{2p}(u) \exp(-u) du, \quad (\text{D.5})$$

où a est le rayon du diaphragme et $\mathcal{P}_{2p}(u) = \mathcal{L}_p(u) \times \mathcal{L}_p(u)$ est un polynôme en u de degré $2p$.

Rappelons la formule suivante :

$$\int \mathcal{P}_m(x) \exp(ax) dx = \frac{\exp(ax)}{a} \sum_{k=0}^m (-1)^k \frac{\mathcal{P}^{(k)}(x)}{a_k}, \quad (\text{D.6})$$

où $\mathcal{P}_m(x)$ est un polynôme en x de degré m et $\mathcal{P}^{(k)}(x)$ est la dérivée d'ordre p de $\mathcal{P}_m(x)$ par rapport à x . L'Eq. (D.5) peut alors s'écrire comme :

$$P_t = \frac{\pi w_0^2 I_0}{2} \left\{ \sum_{k=0}^{2p} \mathcal{P}^{(k)}(0) - \exp(-2\kappa^2) \sum_{k=0}^{2p} \mathcal{P}^{(k)}(2\kappa^2) \right\}, \quad (\text{D.7})$$

où $\kappa = a/w_0$. Finalement, la fonction de transmission du diaphragme est définie comme :

$$T(\kappa) = \frac{P_t}{P} = \sum_{k=0}^{2p} \mathcal{P}^{(k)}(0) - \exp(-2\kappa^2) \sum_{k=0}^{2p} \mathcal{P}^{(k)}(2\kappa^2). \quad (\text{D.8})$$

Au moins 99% de la puissance incidente est transmise si $T(\kappa)$ satisfait

$$\sum_{k=0}^{2p} \mathcal{P}^{(k)}(0) - \exp(-2\kappa^2) \sum_{k=0}^{2p} \mathcal{P}^{(k)}(2\kappa^2) = 0.99. \quad (\text{D.9})$$

La seule racine κ de l'Eq. (D.9) représente le facteur de disparition d'intensité radiale (*radial intensity vanishing factor*) du faisceau. Pour un faisceau Gaussien ($p = 0$), l'Eq. (D.9) se réduit finalement à :

$$\exp(-2\kappa_0^2) = 0.01, \quad (\text{D.10})$$

et par conséquent, $\kappa_0 \simeq 1.51$.

Caractérisation des effets de lentille de population dans les lasers à solide

Les variations de l'indice de réfraction d'origine électronique, proportionnelles au nombre d'ions actifs du matériau laser portés dans leur état excité et à la variation de polarisabilité entre le niveau excité et le niveau fondamental, peuvent avoir un impact considérable sur les propriétés spatio-temporelles des résonateurs laser. Il est ainsi nécessaire de disposer de méthodes sensibles afin de les évaluer. Ce travail de thèse est donc centré autour de la métrologie de ces effets dits « de population », afin d'être en mesure de mieux appréhender le comportement des lasers à solide voire d'être capable d'utiliser ces effets pseudo-nonlinéaires pour diverses applications.

La première partie de cette thèse consiste donc à quantifier les effets de population dans des cristaux laser dopés Chrome et Ytterbium à l'aide de la technique Z-scan. Dans cette optique, nous avons donc mis en place en expérience résolue en temps afin de nous affranchir des effets thermiques, phénomène inhérent à tout processus de pompage optique.

Nous avons par la suite mis au point une technique originale, appelée Baryscan, permettant de mesurer de très faibles variations d'indice et d'atteindre une sensibilité parmi les plus grande rencontrée à ce jour. Cette technique est basée sur l'utilisation d'un Position Sensitive Detector (PSD) et les propriétés non-linéaires des cristaux sont déduites de l'évolution du barycentre du faisceau laser pompe-sonde.

Nous présentons de plus des résultats concernant la focalisant diffractive de faisceaux laser à l'aide d'optiques de phase ainsi que des techniques de mise en forme permettant de forcer une cavité laser à osciller sur le mode transverse souhaité.

Mots clés : *variation d'indice, effets de lentille, matériaux laser, Z-scan, Baryscan, PSD, effets transverses dans les lasers à solide, focalisation diffractive, mise en forme de faisceau.*

Characterisation of population lensing effects in solid-state lasers

In ion-doped solid-state laser materials, the pump-induced refractive index changes (RIC) have an electronic component, the so-called population lens effect, which can be related to the change in excited state population and to the polarizability difference between the excited and ground states. These population effects have a tremendous influence upon the spatiotemporal characteristics of laser resonators and it is thus a challenging problem to have sensitive techniques for measuring them. Hence, this PhD thesis is focused on the metrology of the RIC for a better understanding of the solid-state lasers behavior and in order to be able to use these effects for various applications.

The first part of this manuscript consists in measuring the population effects in Chromium and Ytterbium-doped laser crystals with the Z-scan technique. For doing so, a time-resolved experiment has been designed in order to discriminate between thermal and electronic effects.

In a second part, we have developed a new efficient technique, called Baryscan, able to measure very weak RIC and to reach among the highest sensitivity levels to date. This method is based upon the measurement of optical nonlinearities by means of beam centroid displacements with a Position Sensitive Detector.

Besides, interesting results about the diffractive focusing of laser beams with a cascade of phase plates are presented and two beam shaping techniques for forcing a laser to oscillate on a high-order mode are detailed.

Keywords : *refractive index changes, lensing effects, laser materials, Z-scan, Baryscan, PSD, transverse effects in solid-state lasers, diffractive focusing, laser beam shaping.*

Discipline : Optique appliquée et lasers

Intitulé et adresse du laboratoire :

Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP)
6 Boulevard du Maréchal Juin, 14050 Caen Cedex 4, France
Equipe LIOA (Lasers, Instrumentation Optique et Applications)