

DAVID JEANNETTE

**CONTRIBUTIONS À L'ÉTUDE DES RÉSONATEURS
LASER À L'ÉTAT SOLIDE MUNIS DE MIROIRS
CONIQUES ET HOLOGRAPHIQUES**

Thèse présentée
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval
dans le cadre du programme de doctorat en Physique
pour l'obtention du grade de Philosophæ Doctor (Ph.D.)

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE, DE GÉNIE PHYSIQUE ET D'OPTIQUE
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

2009

Résumé

Les travaux que nous présentons dans cette thèse portent sur l'étude des résonateurs optiques à l'état solide munis de miroirs coniques et holographiques. Nous présentons brièvement dans une première partie une méthode de duplication que nous avons proposée afin de remédier aux défauts liés au matériau photosensible dans lequel sont fabriqués les réseaux holographiques apodisants. Cette méthode de duplication s'est avérée être peu reproductible. Nous avons alors proposé d'utiliser la méthode de gravure par plasma. Nous montrons que le transfert de la structure périodique du matériau photosensible au verre de silice fondue change la forme sinusoïdale de son profil en profil rectangulaire. Nous montrons que les profils spatiaux des faisceaux réfléchis par ces réseaux à profil rectangulaire sont similaires à des profils gaussiens. Nous avons introduit cet élément holographique comme coupleur de sortie en configuration Littrow dans un résonateur optique avec un miroir convexe. Le profil du faisceau de sortie obtenu est proche de la limite de diffraction (i.e. similaire à un profil gaussien) dans le champ lointain. En second lieu, nous avons étudié les résonateurs optiques avec un miroir conique convexe et avec différents coupleurs de sortie. Nous montrons que ces résonateurs optiques ont une sélectivité angulaire très faible. Les faisceaux de sortie correspondent à des modes Bessel-Gauss avec un ordre angulaire élevé ou des faisceaux du type Mathieu-Gauss lors qu'il y a un désalignement du coupleur de sortie. Finalement, nous proposons une méthode originale pour fabriquer des réseaux holographiques circulaires qui permettent de générer des faisceaux de Bessel. L'intérêt que présentent ces axicons holographiques est que la période du réseau est inversement proportionnelle à l'angle caractéristique d'un axicon conventionnel utilisé pour l'inscription du réseau. Ceci nous permet de faire des axicons avec des angles caractéristiques inférieurs à 0.5° . Nous avons introduit ce type de réseau dans un résonateur avec un miroir convexe et le faisceau de sortie dans le champ lointain présente une forme annulaire très caractéristique des faisceaux de Bessel.

Abstract

This thesis presents the study of solid state lasers with conical and holographic mirrors. We briefly present in the first part a method to replicate holographic gratings in epoxy material. This method has been proposed to remedy the defects associated with the photosensitive material. This method of replication has turned out to be of poor reproductibility. We proposed using the method of plasma etching to solve this problem. We show that the transfer of the periodic structure from to photosensitive material to fused silica glass changes its sinusoidal profile in a rectangular profile. We show that the spatial profile of the reflected beam by these gratings with rectangular profile is Gaussian. We have introduced this holographic grating as coupler output in a laser of optical resonator with a convex mirror in Littrow configuration. The output beam profile is near the diffraction limited (i.e. similar to a Gaussian profile) in the far field. Secondly, we studied resonators with a conical mirror and different output couplers. We show that these optical resonators have a very low azimuthal selectivity. The output modes correspond to Bessel-Gauss beams with a high azimuthal order or *Mathieu-Gauss* beams when we introduce a misalignment of the output coupler. Finally, we proposed a method to make holographic circular gratings to generate Bessel beams. The relevance of these holographic axicons is that the period of circular gratings is inversely proportional to the characteristic angle of a conventional axicon used to inscribe them in a photosensitive material. It is possible to fabricate axicons with a characteristic angle below 0.5° . We have introduced and holographic circular grating in a resonator with a convex mirror and the output beam in the far field has a annular shape.

Avant-propos

Les références dans cette thèse sont identifiées dans le texte par un code alphanumérique contenant trois caractères. Dans la bibliographie, les références sont classées par ordre alphabétique du code. Les codes alphanumériques sont composés de la façon suivante:

La première lettre majuscule est suivie de deux lettres minuscules du nom de l'auteur. Ces trois lettres sont suivies d'un point et d'un chiffre pour numéroter, en ordre d'occurrence, les codes débutant par les mêmes caractères. Ces codes alphanumériques sont placés par ordre alphabétique dans la section référence de notre thèse.

*À ma mère Suzy, à mon père Gabriel, à ma
sœur Sophie et mes autres frères et sœurs. Et
à mon ange gardien...*

Remerciements

Je tiens à remercier ma mère Suzy et ma sœur Sophie pour tout ce qu'elles ont fait pour moi. Ces deux femmes sont exceptionnelles et irremplaçables dans ma vie. À cette mère dévouée pour la réussite de ses enfants et à cette sœur qui est pour moi comme une seconde mère. Au courage de mon père, Gabriel, qui a su faire face à un cancer et qui aujourd'hui profite de la vie. À Jean-Michel, mon frère, qui a toujours une bonne blague à me raconter. À ces quatre personnes qui m'ont téléphoné et pris de mes nouvelles chaque dimanche de chaque semaine et ceci depuis 10 ans. MERCI !!! Sachez que vous êtes inestimables et que vous resterez dans mon cœur et dans mes pensées pour le restant de ma vie. À mes sœurs, frères, nièces et neveux MERCI pour leurs apports et soutiens pour mes différents voyages à La Réunion. Et MERCI à cet ange qui veille sur moi.

MERCI à Anik d'Aigle et Martin Cauchon pour votre soutien inestimable à Québec ainsi qu'à Louis d'Aigle, son père. Vous serez toujours dans mon cœur où que je sois sur cette planète. Sachez que vous êtes ma famille à Québec.

Je tiens à remercier le professeur Michel Piché pour son aide et son soutien financier tout au long de cette thèse. Je tiens à remercier particulièrement le professeur Jean Leveau de l'Université de La Réunion de m'avoir appuyé à l'obtention d'une bourse sans laquelle je n'aurais pu commencer cette thèse. Je tiens à remercier le professeur Roger Lessard qui a accepté que je puisse travailler dans son laboratoire tout au long de ma maîtrise et pendant au moins les 5 années de ma thèse. Je tiens aussi à remercier le professeur René Roy pour les différentes présentations et visites que j'ai pu réaliser avec lui pour accueillir les nouveaux étudiants du département. Je tiens à remercier le professeur Réal Tremblay avec qui j'ai eu l'occasion de travailler pour la préparation d'un laboratoire d'enseignement. Merci à la confiance du professeur Tigran Galstian pour les

nombreux dépannages ou corrections que j'ai pu faire dans le cadre de son cours de BES ou de laboratoire d'instrumentation. Je remercie la professeure Nathalie McCarthy qui a fait appel à mes services pour monter un cours d'introduction à la salle blanche.

Merci à Charles Varin, Louis Desbiens, Vincent Roy et Asshvin Gajadharsingh (le Mauricien) pour les meilleures sorties pendant ces années d'étude.

À Harold, Véronique, Gabrielle, Gilles, Alexandre, Bruno et sans oublier irremplaçable Karl-Alexandre.... Merci.

À mes nouveaux amis de Québec : Frédéric, Lucie, Jules, Laurence, David et les autres... MERCI !!!

Un MERCI à Jean-Paul Giasson, un ami pas comme les autres, avec qui j'ai passé de très bon moments gastronomiques (bières et pizzas). MERCI Jean-Paul pour ton excellent travail. Un Merci particulier à Marc d'Auteuil qui m'a formé en microfabrication et fait «*confiance* » avec certains appareils.

Merci à Jacques Grégoire, Diane Lavigne, Laurent Turgeon, Stéphan Gagnon (Man), Sébastien, Florent Pouliot, Michel de la «shop» de mécanique, Jean Côté et Gaston Godin, techniciens en travaux d'enseignement et de recherche pour leur aide lors de mes activités d'enseignement ou en recherche. Je remercie Diane Côté, Lise Prévèreau et Marjolaine McFadden, agentes de secrétariat qui m'ont beaucoup aidé et orienté dans mon cursus scolaire.

Pour leur support financier sous forme de bourses, je remercie le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada, l'Institut canadien des

innovations en photonique, à La Région Réunion et au Conseil Général de La Réunion.

POUR TOUS CEUX QUE J'AI OUBLIÉS : MERCI !!

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ COURT	ii
Abstract	iii
Avant-propos	iii
Remerciements	iii
TABLE DES MATIÈRES	vi
Liste des figures	ix
Chapitre 1	16
Faisceaux Laser et résonateurs optiques	16
1.1 Introduction	18
1.2 Approche géométrique d'un résonateur optique	20
1.2.1 Étude générale de la stabilité géométrique d'un résonateur optique	20
1.2.2 Stabilité des résonateurs optiques linéaires.....	23
1.3 Solutions de l'équation d'onde en régime paraxial	25
1.3.1 Approche différentielle	25
1.3.2 Intégrale de diffraction en régime paraxial.....	26
1.3.3 Faisceaux gaussiens.....	28
1.3.4 Modes supérieurs	30
1.3.5 Solutions invariantes en propagation.....	32
1.3.6 Faisceaux de Helmholtz-Gauss	35
1.3.7 Faisceaux de Bessel et de Bessel-Gauss	36
1.3.8 Génération de faisceaux Bessel à partir d'une ouverture annulaire	44
1.3.9 Génération d'un faisceau de Bessel à partir d'une lentille conique	47
1.3.11 Faisceaux Mathieu-Gauss	51
1.4 Cadre théorique pour les résonateurs optiques	53
1.4.1 Équation intégrale d'un résonateur optique	53
1.4.2 Valeurs propres et pertes par diffraction	55
1.5 Présentation de la thèse	55
Chapitre 2	58
Étude des résonateurs optiques munis d'un miroir holographique apodisant	58
2.1 Mise en contexte	58
2.2 Objectifs du projet de fabrication de réseaux apodisés	63
2.3 Conception des miroirs holographiques apodisants	64
2.4 Fabrication des miroirs holographiques	68
2.4.1 Préparation des substrats et dépôt de la résine photosensible.....	68
2.4.2 Enregistrement de la figure d'interférence	70

2.4.3 Caractérisation des réseaux de diffraction obtenus	73
2.5 Fabrication des répliques et gravure par plasma	75
2.5.1 Méthode de duplication	76
2.4.2 Gravure par plasma	77
2.6 Vérification de principe : résonateur optique muni d'un miroir holographique	80
2.7 Conclusion	87
Chapitre 3	88
Étude des résonateurs laser munis de miroirs coniques.....	88
3.1 Revue de littérature sur les résonateurs à faisceaux de Bessel.....	88
3.2 Analyse géométrique d'un résonateur optique muni d'un miroir conique	100
3.3 Résonateurs optiques à faisceaux Bessel-Gauss	104
3.3.1 Résonateurs optiques à faisceaux Bessel-Gauss.....	104
3.3.2 Relations caractéristiques entre les paramètres modaux et du résonateur.....	106
3.4 Propagation numérique d'un faisceau optique	109
3.6 Considérations numériques.....	118
3.7.2 Résonateur optique muni d'un miroir plan et d'un miroir conique	124
3.7.3 Résonateur optique muni d'un miroir concave et d'un miroir conique	127
3.7.4 Résonateur optique muni d'un miroir convexe et d'un miroir conique.....	130
3.8 Conclusion	135
Chapitre 4	138
Étude des résonateurs optiques munis d'un miroir conique holographique	138
4.1 Mise en contexte	138
4.2 Théorie de réseaux circulaires.....	141
4.2.1 Effet de la périodicité d'un réseau circulaire.....	141
4.2.2 Intérêts pratiques des réseaux circulaires ou axicons holographiques.....	142
4.3 Fabrication de réseaux circulaires	145
4.4 Caractérisation des réseaux circulaires	149
4.5 Vérification de principe : Résonateur instable muni d'un axicon holographique	153
4.6 Conclusions.....	156
Chapitre 5	158
Conclusions et Perspectives Futures.....	158
REFERENCES	162

Liste des figures

Figure 1.1: Condition de stabilité pour un résonateur linéaire. Sur le côté gauche, nous avons illustré quelques configurations de résonateurs optiques courants. Les régions hachurées correspondent aux régions d'instabilité géométrique. (Source : Forget Sébastien, Optique des lasers et faisceaux gaussiens,[For.1]).....	25
Figure 1.2 : Caractéristiques des faisceaux gaussiens.....	29
Figure 1.3 : Profils spatiaux en intensité des faisceaux optiques Hermite-Gauss. Nous avons comme valeur numérique pour l'étranglement du faisceau $w_0=1.4$ mm. Les axes x et y ont comme unité le millimètre.....	31
Figure 1.4: Profils spatiaux en intensité des faisceaux optiques Laguerre-Gauss. Nous avons comme valeur numérique pour l'étranglement du faisceau $w_0=1.4$ mm. Les axes x et y ont comme unité le millimètre.....	32
Figure 1.5 : Les courbes représentent le profil spatial en amplitude et le profil en phase d'un faisceau Bessel-Gauss d'ordre 0 à $z=0.4w_0/\theta$ pour $\theta=1^\circ$, $w_0=0.2$ mm, $\lambda=0.633$ μ m [Khi.1].	42
Figure 1.6 : Les courbes représentent le profil spatial en amplitude et le profil en phase d'un faisceau Bessel-Gauss d'ordre 0 avec les mêmes paramètres de faisceau qu'à la figure 1.5 mais à $z=2w_0/\theta$ [Khi.1].....	43
Figure 1.7: Schéma d'une fente annulaire associée à une lentille proposé par Durnin pour générer un faisceau Bessel d'ordre 0. La fente annulaire se trouve dans le plan focal avant de la lentille. Sur la figure Z_{OB} est la profondeur de champ géométrique du faisceau. La zone hachurée représente la région d'interférence des ondes planes [Hod.1].	45
Figure 1.8 : Distribution radiale en intensité d'un faisceau Bessel. Nous avons identifié les paramètre Δr pour la dimension radiale Δr d'un lobe secondaire et $2 r_0$ pour le diamètre du lobe central.....	46
Figure 1.9 : Représentation schématique d'un axicon convexe (source : Hodgson et al. [Hod.1]).....	47
Figure 1.10 : Image de l'hologramme utilisé par Vasara et al. [Vas.1] pour générer des faisceaux Bessel.	51
Figure 1.11 : Exemple de faisceau Mathieu-Gauss ($m=0$; $q=2.25$) (a) dans le champ proche et (b) dans le champ lointain [Alv.1].....	52
Figure 2.1 : Montage de principe du résonateur optique muni d'un réseau en configuration Littrow étudié par Hardy et al.....	61
Figure 2.2 : Schéma de la zone d'intersection ou d'interférence des deux faisceaux sur la résine photosensible.....	65

Figure 2.3 : Figure d'interférence des deux faisceaux gaussiens sur la résine photosensible pour $\lambda_w = 413 \text{ nm}$, $w_0 = 50 \mu\text{m}$ et $\theta = 1^\circ$	68
Figure 2.4 : Variation de l'épaisseur de la résine photosensible en fonction de la vitesse de la centrifugeuse (graphique fourni par la compagnie Shipley).....	70
Figure 2.5 : Schéma du montage utilisé pour l'inscription des réseaux holographiques apodisants. .	71
Figure 2.6 : Courbes de l'absorption en fonction de la longueur d'onde pour la résine photosensible S1813 exposée et non exposée fournies par la compagnie Shipley.....	73
Figure 2.7 : Image en deux dimensions d'un réseau sinusoïdal produit de manière holographique (dimension de l'image : $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$).	74
Figure 2.8 : Vue en coupe d'un réseau produit de manière holographique. La période mesurée est de 1038 nm.....	75
Figure 2.9 : Image en trois dimensions d'un réseau produit de manière holographique dans la résine photosensible.....	75
Figure 2.10 : Les différentes étapes du procédé de duplication par époxy	77
Figure 2.11 : Images en trois dimensions d'un réseau transféré dans du verre par le procédé de gravure par plasma.	78
Figure 2.12 : Coupe de l'image en deux dimensions d'un réseau à profil rectangulaire de période 1.038 μm transféré dans du verre par le procédé de gravure par plasma.....	79
Figure 2.13 : Profil spatial du faisceau réfléchi par un réseau à profil rectangulaire pour un temps d'exposition $T=100 \text{ ms}$ à 700 ms à une puissance de $P=70 \mu\text{W}$	80
Figure 2.14 : Représentation schématique du montage d'un résonateur muni d'un miroir convexe et d'un miroir plan pour la mesure dans le champ lointain.....	81
Figure 2.15 : Image CCD de $11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$ (non à l'échelle) de la distribution bidimensionnelle d'intensité (a) dans le champ proche pour une cavité de longueur 300 mm et (b) dans le champ lointain produit par.....	82
Figure 2.16 : Coupe du profil spatial du faisceau de sortie, dans le champ proche, d'un résonateur laser muni d'un miroir plan de réflectivité de 30% à 1064 nm et d'un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m et d'une réflectivité de 90% à 1064 nm (a) selon l'axe x et (b) selon l'axe y.	83
Figure 2.17 : Coupe du profil spatial du faisceau de sortie, dans le champ lointain, d'un résonateur laser muni d'un miroir plan de réflectivité de 30% à 1064 nm et d'un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m et d'une réflectivité de 90% à 1064 nm (a) selon l'axe x et (b) selon l'axe y.	83
Figure 2.18 : Représentation schématique du montage d'un résonateur muni d'un miroir convexe et d'un miroir holographique plan pour la mesure dans le champ lointain.	84

Figure 2.19 : Image CCD de 11,2 x 9,5 mm ² (non à l'échelle) de la distribution d'intensité (a) dans le champ proche; (b) dans le champ lointain produite par une lentille de focale f=100 mm pour un résonateur instable muni d'un miroir holographique apodisant produit par gravure.	85
Figure 2.20 : Coupe du profil spatial du faisceau de sortie (fig. 2.19), selon l'axe x et selon l'axe y, d'un résonateur laser muni d'un miroir convexe de 90% à 1064 nm et d'un miroir holographique plan dans le champ proche (a) et (b) et dans le champ lointain (c) et (d).	86
Figure 3.1(a): Schéma expérimental utilisé par M. Rioux et al. [Rio.1] où un résonateur laser est muni d'un miroir conique.	89
Figure 3.2 (b): Schéma expérimental proposé par K. Uehara et al. [Ueh.1] d'un résonateur laser basé sur le principe de la génération d'un faisceau Bessel utilisé par Durnin. M ₁ : miroir de sortie, M ₂ : miroir annulaire de diamètre moyen d et de largeur δ , L: lentille conventionnelle de distance focale f. Les distances de l ₁ et l ₂ sont égales à f.	89
Figure 3.3 : Profils radiaux en intensité obtenus par K. Uehara et al. [Ueh.1] d'un résonateur laser basé sur le principe de la génération d'un faisceau Bessel proposé par Durnin pris à z=11 cm, 50 cm et 1m où z est la distance à partir du coupleur M ₁	90
Figure 3.4 : Schéma du résonateur laser proposé par J. Jabczynski [Jab.1] pour la génération d'un faisceau de Bessel.	91
Figure 3.5 : Schéma du montage expérimental d'un résonateur à faisceaux Bessel-Gauss à CO ₂ proposé par A. Onae et al. [Ona.1] muni d'un miroir spécial ayant une réflectivité au centre de 94.5% et en périphérie de 99.4%.	92
Figure 3. 6: Profils radiaux en intensité observés expérimentalement par Onae et al.	92
Figure 3.7 : Schéma d'un laser à colorant qui génère un faisceau Bessel proposé par A. Khilo et al. [Khi.1].	94
Figure 3.8 : (a) Image de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ proche. (b) Image de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales. Profils radiaux en intensité dans les champs proche (c) et lointain (d). Ces résultats ont été obtenus avec le montage illustré à la figure 3.7[Khi.1].	94
Figure 3.9 : Représentation schématique de la cavité laser Nd:YAG pour la génération de faisceaux Bessel-Gauss proposé par A. Hakola et al. [Hak.1]	96
Figure 3.10 : Profils radiaux en intensité mesurés et théoriques dans le champ proche (a) et dans le champ lointain (b) obtenus par par A. Hakola et al. [Hak.1].....	97
Figure 3.11: Schéma du résonateur optique utilisé par F. Wu et al. [Wu.1] muni d'un miroir plan et d'un miroir conique d'angle $\alpha=0.5^\circ$	98
Figure 3.12: (a) Distribution radiale en intensité obtenue à partir du faisceau sortant par le coupleur de sortie. (b) Simulation de la distribution radiale en intensité d'un faisceau Bessel-Gauss d'ordre 0. Ces résultats ont été publiés par F. Wu et al. [Wu.1].....	98

Figure 3.13 : Schéma du montage expérimental d'un résonateur à faisceaux Bessel-Gauss à CO ₂ proposé par M. Alvarez et al. [Alv.1] muni d'un axicon concave.....	99
Figure 3.14 : Mesures expérimentales des distributions bidimensionnelles d'intensité obtenue par M. Alvarez et al. [Alv.1] d'un résonateur à faisceaux Bessel-Gauss à CO ₂	99
Figure 3.15 : Schéma du montage utilisé par J.C. Gutiérrez-Vega et al. [Gut.1] et Hernández-Aranda et al. [Her.1] pour l'analyse géométrique des résonateurs stables et instables muni d'un axicon.....	100
Figure 3.16: Conception d'un résonateur à faisceau Bessel-Gauss. (1) miroir plan partiellement transparent de dimension R _{1max} . (2) Miroir sphérique de rayon de courbure R placé à la distance L du miroir plan et de diamètre R _{2max} . (3) est un axicon convexe transparent d'angle α	106
Figure 3.17 : Courbes de l'angle caractéristique de l'axicon α , de l'angle conique du faisceau de Bessel-Gauss γ , du rayon de courbure du miroir concave R et de la taille à l'étranglement du faisceau w_0 en fonction de la longueur de la cavité laser L.....	109
Figure 3.18 : Représentation schématique de la propagation d'un faisceau optique. Siegman [Sie.2] donne au facteur de proportionnalité G de la bande de garde des valeurs de 1.2 à 1.5. Ces bandes évitent le phénomène de recouvrement (i.e. aliasing).....	114
Figure 3.19 : Schéma équivalent d'un résonateur optique munis d'un miroir sphérique et d'un miroir conique d'angle 2θ	115
Figure 3.20 : Courbe de la variation des pertes par diffraction en fonction du nombre d'allers et retours dans un résonateur optique muni d'un axicon. Cette courbe est obtenue par simulation numérique.....	119
Figure 3.21 : Fluctuations du module du champ en amplitude à x=0 et y=0 en fonction du nombre de trajets allers et retours dans un résonateur à faisceau Bessel muni d'un axicon convexe dont le paramètre est $\alpha=0.5^\circ$ et un miroir plan comme coupleur de sortie. Nous attribuons les battements à l'interférence des modes propres du résonateur dans les 60 premiers allers et retours dans notre simulation.....	120
Figure 3.22 : Distribution en intensité normalisée du faisceau en fonction de la coordonnée transversale x. Nous pouvons remarquer que le profil obtenu après 150 allers et retours dans le plan du coupleur de sortie est très similaire à celui d'un faisceau Bessel-Gauss.....	121
Figure 3. 23 : Profil transversal de la phase du champ en fonction de la coordonnée transversale x après 150 allers et retours dans le plan du coupleur de sortie selon notre simulation.....	121
Figure 3.24 : Représentation schématique d'un résonateur optique avec un miroir plan (MP) semi-réfléchissant de réflectivité 30% servant de coupleur de sortie et un miroir conique (A). Nous avons réalisé une mesure du faisceau de sortie à une distance d=150 mm où nous avons placé une caméra CCD. En avant de la CCD, nous avons placé un atténuateur absorbant (At) afin de diminuer l'intensité du faisceau.....	125

Figure 3.25 : Montage permettant la mesure du profil d'intensité dans le champ lointain. La distance focale de la lentille L est $f=100\text{ mm}$ 125

Figure 3.26 : Axicon avec un angle de 1° . (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5\text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ proche sur le coupleur de sortie d'une cavité d'une longueur de 280 mm munie d'un miroir plan et d'un miroir conique d'angle caractéristique de 1° . (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5\text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ lointain produite par une lentille de focale $f=100\text{ mm}$ 126

Figure 3.27 : Axicon avec un angle de 0.5° . (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5\text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ proche sur le coupleur de sortie d'une cavité. (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5\text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ lointain produite par une lentille de focale $f=100\text{ mm}$ 126

Figure 3.28 : Profil d'intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité avec une longueur de 280 mm munie d'un miroir plan de 30% de réflectivité et d'un miroir conique d'angle de 0.5° : (a) selon une horizontale et (b) selon une verticale de l'image de la figure 3.27(a). 127

Figure 3.29 : Représentation schématique d'un résonateur optique avec un miroir concave (MCo) semi-réfléchissant de réflectivité 90% à 1064 nm comme coupleur de sortie et d'un miroir conique (A) d'angle caractéristique $\alpha = 0.5^\circ$ 129

Figure 3.30 : La cavité est sans diaphragme (ouverture de diamètre 12 mm). Image CCD ($11,2 \times 9,5\text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle en intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité stable d'une longueur de 300 mm munie d'un miroir concave de rayon de courbure de 1 m et d'un miroir conique d'angle de 0.5° 129

Figure 3.31 : Une ouverture de 5.5 mm de diamètre limitant l'extension du faisceau (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5\text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle en intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité stable munie d'un miroir concave de rayon de courbure de 1 m et d'un miroir conique d'angle conique de 0.5° . (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5\text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales. 130

Figure 3.32 : Représentation schématique d'un résonateur optique avec un miroir convexe (MCx) semi-réfléchissant de réflectivité 90% à 1064 nm agissant comme coupleur de sortie et d'un miroir conique (A) d'angle caractéristique $\alpha = 0.5^\circ$. Nous avons réalisé une mesure du faisceau de sortie à une distance $d=100\text{ mm}$ où nous avons placé une caméra CCD. En avant de la CCD, nous avons placé un atténuateur absorbant (At) afin de diminuer l'intensité du faisceau. 132

Figure 3.33 : L'ouverture du diaphragme est de 5.5 mm; (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5\text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité instable munie d'un miroir convexe de rayon de courbure de $R=-5\text{ m}$ et d'un miroir conique d'angle 0.5° . (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5\text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales. 132

Figure 3.34 : Section horizontale (a) et verticale (b) de la distribution bidimensionnelle d'intensité de la figure 3.33(a); (a) sur le coupleur de sortie d'une cavité d'une longueur de 300 mm muni d'un miroir convexe de rayon de courbure $R=-5\text{ m}$ de 90% de réflectivité et d'un miroir conique d'angle conique de 0.5° . Le diaphragme intra-cavité a une ouverture de diamètre de 5.5 mm. 133

Figure 3.35 : (a) Image CCD (11,2 x 9,5 mm ²) de la distribution bidimensionnelle en intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité instable de longueur 300 mm muni d'un miroir convexe de rayon de courbure de $R=-5 m$ et d'un miroir conique d'angle s'élevant à 0.5°. (b) Image CCD (11,2 x 9,5 mm ²) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales. Dans ce cas, le coupleur avant est désaligné de quelques microradians.	134
Figure 4.1 : Montage étudié par Fedotowsky et al. [Fed.1].....	139
Figure 4.2 : Analogie avec les axicons convergents et divergents des ordres de diffraction produits par les réseaux circulaires selon Fedotowsky et al. [Fed.1].....	139
Figure 4.3 : Représentation schématique d'un réseau circulaire.....	143
Figure 4.4 : Montage utilisé pour la génération de franges à symétrie circulaire.	145
Figure 4.5 : Tracé des rayons géométriques dans le montage utilisé pour produire nos réseaux holographiques circulaires.	146
Figure 4.6 : (a) Image CCD (11,2 x 9,5 mm ²) bidimensionnelle de la distribution en intensité produite avec un axicon conventionnel après avoir subi un grandissement de 4/3. (b) et (c) vues en coupe horizontale et verticale de la distribution.	147
Figure 4.7 : Courbe de la variation de l'épaisseur de la résine photosensible HNR-80 en fonction de la vitesse de la centrifugeuse. Cette courbe est fournie par la compagnie Fujifilm.	148
Figure 4.8 : Images obtenues à partir d'un microscope à faisceau d'électrons. Nous pouvons apprécier sur les images l'échelle de mesure comme référence pour la mesure de la période ((a) 1 mm et (b) 100 μm)	149
Figure 4.9: Images prises par un microscope à polarisation de différents réseaux réalisés : la période des réseaux circulaires est de (a) 200 μm , (b) 350 μm et (c) 765 μm	150
Figure 4.10 : Images par un microscope à polarisation de différents réseaux réalisés : la période des réseaux circulaires est de 76 μm	151
Figure 4.11: Images CCD (11,2 x 9,5 mm ²) de la distribution d'intensité à la sortie de l'axicon holographique pour les distances $z=225 mm$, $z=380 mm$ et $z=495 mm$	152
Figure 4.12: Image CCD (11,2 x 9,5 mm ²) de la distribution d'intensité dans le champ lointain (a) de l'axicon holographique produit par une lentille de distance focale $f=100 mm$; (b) coupe horizontale de cette même distribution.	152
Figure 4.13: Représentation schématique du montage d'un résonateur laser muni d'un miroir convexe et d'un axicon holographique.....	154
Figure 4.14 : Représentation schématique du montage d'un résonateur muni d'un miroir convexe et d'un axicon holographique pour la mesure du champ lointain.	155

Figure 4.15: (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité munie d'un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m et d'un axicon holographique. (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales. 156

Introduction

Le principal objectif de notre travail réside dans le fait que nous voulons générer de manière active, à partir de composantes conventionnelles ou holographiques, des faisceaux gaussiens ou des faisceaux du type Bessel-Gauss.

Dans un premier temps, nous présentons une méthode de réplique de réseaux holographiques avec un matériau d'époxy par un procédé de recuit à l'ultraviolet. Cette avenue a été entreprise pour remédier au problème principal du matériau photosensible dans lequel sont fabriqués ces réseaux holographiques. Le matériau est très sensible aux paramètres physico-chimiques de l'environnement tels la température et l'humidité. Un autre problème est la limite de dommage très faible de ces matériaux à une densité de puissance ou d'énergie élevée. Afin de remédier à cette difficulté, nous avons élaboré un procédé de réplique de ces réseaux holographiques. Bien que le procédé soit peu coûteux, il est long à mettre en œuvre et il n'est pas reproductible.

Une autre solution possible est l'utilisation d'un procédé de gravure à plasma. Dans ce cas, il est possible de transférer le réseau holographique enregistré directement dans la résine dans du verre de silice fondue. Ceci assure une limite très élevée aux dommages par faisceaux laser de densité de puissance ou d'énergie élevée. Le procédé de gravure à plasma ne respecte pas cependant le profil sinusoïdal du réseau original. Un profil rectangulaire est plutôt obtenu par cette méthode ; cependant, nous noterons que la propriété d'apodisation du réseau holographique est maintenue. Ce type de réseau à profil rectangulaire placé dans un résonateur optique en configuration Littrow muni d'un miroir convexe permet d'obtenir des faisceaux similaires à des faisceaux gaussiens.

En second lieu, nous étudions à partir de simulations numériques basées sur l'algorithme itératif de Fox-Li les résonateurs optiques muni de miroirs coniques (i.e. axicons). Par la suite, nous procéderons à une étude expérimentale des résonateurs optiques avec un miroir conique convexe et avec des coupleurs de sortie plans ou convexes. Ces résonateurs laser présentent la particularité de pouvoir générer des faisceaux invariants en propagation. Le profil que nous voulons obtenir avec de tels résonateurs est celui d'un faisceau de Bessel-Gauss avec un ordre angulaire nul. Nous montrons que ces résonateurs optiques possèdent malheureusement une sélectivité angulaire très faible. Les faisceaux de sortie correspondent à une superposition de modes Bessel-Gauss de divers ordres angulaires. La signature typique des faisceaux Bessel-Gauss, la forme annulaire de la distribution spatiale, est systématiquement obtenue dans le champ lointain pour les faisceaux laser provenant de ce type de résonateur. Nous avons pu également montrer que le profil du faisceau de sortie était similaire à celui des faisceaux Mathieu-Gauss lors qu'il y a un désalignement du coupleur de sortie.

Finalement, nous présentons une méthode originale pour réaliser des réseaux circulaires qui constituent effectivement des axicons holographiques. Le montage utilisé pour la fabrication de ces réseaux est basé sur un interféromètre à une branche dont l'élément principal est un axicon. En effet, un faisceau de Bessel peut être vu comme la superposition ou l'interférence d'ondes planes sur un cône à un angle spécifique. Dans cette perspective, le faisceau de Bessel produit par ces éléments peut être considéré comme une somme de franges d'interférence circulaires. Nous montrons que l'intérêt pratique d'un tel élément est que, plus la période du réseau est grande, plus l'angle caractéristique de l'axicon holographique est petit. En général, il est très difficile d'obtenir des axicons conventionnels avec des angles caractéristiques inférieurs à 0.5° . Nous présentons les montages de base menant à la fabrication de ces éléments. Par la suite, afin de vérifier le principe, nous avons placé ce type d'élément dans un résonateur optique muni d'un miroir convexe.

Chapitre 1

Faisceaux laser et résonateurs optiques

1.1 Introduction

Dans ce premier chapitre, nous ferons un rappel des propriétés de base des résonateurs optiques stables et instables avec des miroirs sphériques. Nous négligerons la présence du milieu de gain à l'intérieur du résonateur optique et supposerons que les deux miroirs du résonateur montrent une réflectivité de 100% aux longueurs d'onde considérées. Des résonateurs optiques qui ne fournissent pas l'amplification de la lumière s'appellent des *résonateurs passifs*. Bien que le milieu de gain soit exigé pour produire une émission

laser, le concept du résonateur passif s'applique souvent à l'analyse de la physique des modes transversaux des résonateurs optiques.

Dans cette perspective, une approche au concept de résonateur passif selon l'optique géométrique ou l'optique ondulatoire déterminera les propriétés essentielles d'un résonateur optique. Ainsi, dans la *section 1.2*, nous procéderons à une étude générale de la matrice de transfert d'un résonateur optique et définirons à partir de cette analyse *la condition de stabilité géométrique* d'un résonateur optique. Par la suite, nous déterminerons les trajectoires propres des rayons lumineux se propageant entre les deux miroirs terminant le résonateur. Cette analyse permettra surtout d'établir la distance L entre les deux miroirs qui répond à *la condition de stabilité géométrique* d'un mode transversal électromagnétique d'un résonateur optique.

L'approche ondulatoire dans la *section 1.3* s'effectuera à partir d'une analyse préliminaire des solutions de l'équation d'onde en régime paraxial. Nous aborderons l'analyse de la caractérisation des propriétés d'un faisceau laser qui sera plus simple d'approche à partir de l'intégrale de diffraction ou intégrale de *Huygens-Fresnel* [Sie.1] pour un résonateur optique. Dans ce cas, nous allons prendre en compte les effets de la diffraction due aux dimensions finies des miroirs. Cette étude permettra d'établir les distributions des différents modes transversaux, les fréquences de résonance et les pertes par diffraction associées.

De plus, cette analyse permettra d'optimiser les paramètres modaux associés au résonateur optique. Nous ferons une revue de la littérature sur les solutions invariantes en propagation de l'équation d'onde. Nous présenterons les solutions générales des modes invariants en propagation appelés récemment *faisceaux Helmholtz-Gauss* [Gut.1]. Le lecteur notera que cette terminologie n'est pas couramment utilisée. Elle est cependant adéquate car elle réunit à la fois les solutions diffractantes et non diffractantes. Nous présenterons les caractéristiques de la propagation des faisceaux Helmholtz-Gauss.

Dans la *section 1.4*, nous introduirons les outils nécessaires à l'analyse numérique des modes transversaux dans un résonateur optique à partir de l'algorithme de Fox-Li en utilisant la transformée de Fourier numérique.

Finalement, la *section 1.5* introduira une présentation de la problématique de cette thèse de doctorat.

1.2 Approche géométrique d'un résonateur optique

Une approche des résonateurs optiques selon l'optique géométrique est essentielle à la compréhension du confinement (ou l'absence de confinement) des rayons lumineux près de l'axe de propagation. Cette propriété est définie par la notion de *stabilité géométrique d'un résonateur optique*. Cette notion théorique nous permettra de déterminer les paramètres importants de conception du résonateur optique tels que les rayons de courbure des miroirs et la longueur de la cavité optique correspondant à la condition de résonance du mode. Nous allons introduire cette notion de stabilité pour un résonateur optique dans la section 1.2.1 et nous établirons dans la section 1.2.2 les différentes configurations stables et instables des résonateurs optiques.

1.2.1 Étude générale de la stabilité géométrique d'un résonateur optique

L'étude de la propagation de la lumière à travers différents éléments optiques sera décrite par le concept de trajectoires des rayons lumineux qui sont définis en chaque point d'une onde comme étant la normale au front d'onde. Ces trajectoires correspondent aussi à la direction de propagation de l'énergie (i.e. elles sont colinéaires au vecteur de Poynting). Nous nous placerons dans le cas des systèmes centrés à symétrie axiale. La plupart des résonateurs optiques réels peuvent en première approximation s'y ramener. Nous travaillerons avec des rayons lumineux qui seront quasi parallèles à l'axe optique Oz du résonateur optique. On parlera alors de *régime paraxial*. Nous travaillerons aussi dans le plan de projection (yOz). Ceci nous permettra de décrire les rayons lumineux à

partir de leur position r et leur pente θ et de représenter la propagation à travers chaque système optique par la matrice de transfert suivante :

$$\begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

où le vecteur (r_0, θ_0) définit la position et la pente du rayon à l'entrée du système optique, et le vecteur (r_1, θ_1) fixe ces mêmes quantités à la sortie. Cette matrice est souvent appelée matrice ABCD du système optique considéré. Cette représentation matricielle est surtout très utile pour décrire une série périodique de systèmes optiques. En effet, il est très facile de décrire cette série périodique d'éléments optiques en combinant, tout simplement par une multiplication, chacune des matrices de transfert associées. Il faut noter que l'utilisation de ces matrices de transfert se limite aux éléments paraxiaux.

Dans notre cas d'étude, un résonateur optique est schématiquement remplacé par une série périodique de lentilles asphériques minces ou par l'élément d'optique équivalent. Nous voulons déterminer sous quelles conditions ce système optique focalisera périodiquement les rayons lumineux à l'intérieur du système. Pour cela, nous devons trouver tous les vecteurs initiaux (r_0, θ_0) qui sont identiques aux vecteurs de sortie (r_1, θ_1) multipliés par une constante complexe :

$$M \begin{pmatrix} r_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} r_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Cette équation traduit un problème aux valeurs propres. Ainsi pour N périodes dans le résonateur optique, la matrice de transfert est donnée par M^n et la relation précédente devient:

$$M^n \begin{pmatrix} r_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix} = \lambda^n \begin{pmatrix} r_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Nous devons maintenant déterminer les valeurs propres de la matrice de transfert M . L'équation caractéristique aux valeurs propres est définie par la relation :

$$\lambda^2 - 2m\lambda + 1 = 0, \quad (1.4)$$

avec $m = (A + D)/2$. Pour que le résonateur optique soit stable, il faut que les rayons restent au voisinage de l'axe optique au cours des allers et retours. Autrement dit, il faut que $\lambda \leq 1$. Pour $|m| < 1$, les valeurs propres seront complexes et peuvent s'écrire sous la forme:

$$\lambda = \exp(\pm j\Phi). \quad (1.5)$$

La condition de stabilité pour tout résonateur optique s'écrit alors:

$$m^2 \equiv \left(\frac{A + D}{4} \right)^2 \leq 1. \quad (1.6)$$

En résumé, un résonateur optique est dit *stable* si la condition pour laquelle la trajectoire des rayons lumineux se propageant à l'intérieur du résonateur parallèle à l'optique l'axe Oz demeure à l'intérieur de celui-ci après un nombre infini d'allers et de retours entre les deux miroirs. Les trajectoires des rayons lumineux sont alors confinées

entre les deux miroirs de la cavité optique. Ce confinement dépend principalement de la forme des deux miroirs.

Dans le cas contraire, c'est-à-dire où la trajectoire des rayons lumineux ne sera pas confinée entre les deux miroirs, le résonateur optique sera considéré comme *instable*. Cette dernière configuration a l'avantage d'avoir un volume modal très important qui permet d'extraire des densités d'énergie très élevées en quelques passages dans le milieu amplificateur. Par contre, il y a des pertes géométriques dues au grandissement du faisceau à chaque trajet.

1.2.2 Stabilité des résonateurs optiques linéaires

Considérons un résonateur optique linéaire terminé par de deux miroirs de réflectivité 100% et avec des rayons de courbure R_1 et R_2 , séparés par une certaine distance L . Ce résonateur linéaire est schématiquement équivalent à une série de lentilles minces identiques de longueur focale $f_i=R_i/2$, (i.e. avec $i=1,2$). Chacune de ces lentilles est séparée de la prochaine par une distance L . La matrice des rayons lumineux pour la propagation sur une distance L suivie de la réflexion sur un miroir de distance focale f_i peut être exprimée par :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} r_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix}, \\ &= \begin{bmatrix} 1 & L \\ -1/f_i & 1-L/f_i \end{bmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{1.7}$$

où la matrice de propagation opère sur la position du rayon lumineux r_1 et la pente θ_1 . Cette matrice ne correspond pas à un trajet complet dans un résonateur optique. La matrice globale pour un résonateur optique est donnée par la relation :

$$M = \begin{pmatrix} g_2 & (g_1 + 1)L \\ (g_1 - 1)(g_2 - 1) + \frac{4L}{R_1 R_2} & g_1 g_2 + (g_1 - 1) \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

où nous avons posé $g_1 = 1 - L/R_1$ et $g_2 = 1 - L/R_2$ (notation usuelle). La condition de stabilité est donnée par la relation :

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1. \quad (1.9)$$

La condition de stabilité est alors représentée par deux hyperboles et les zones d'instabilité sont identifiées par les zones hachurées tel qu'illustré à la figure 1.1. Quelques configurations ont été en particulier des cas d'étude :

- Si la configuration vérifie la relation $L = R_1 + R_2$ et $R_1 = R_2 = L/2$ sur la branche de l'hyperbole $g_1 g_2 = 1$ au-dessous de l'axe des x , le résonateur est dit *concentrique*.
- De même, lorsque $g_1 g_2 = 1$ et $R_1 = R_2 = \infty$ sur la branche de l'hyperbole au-dessus de l'axe des x , nous obtenons le cas de la cavité *Fabry-Perot*, dites parfois à *plans parallèles* ou *plan-plan*;
- Pour $g_1 = g_2 = 0$, les résonateurs sont dits *confocaux* et vérifient la relation $R_1 = R_2 = L$.

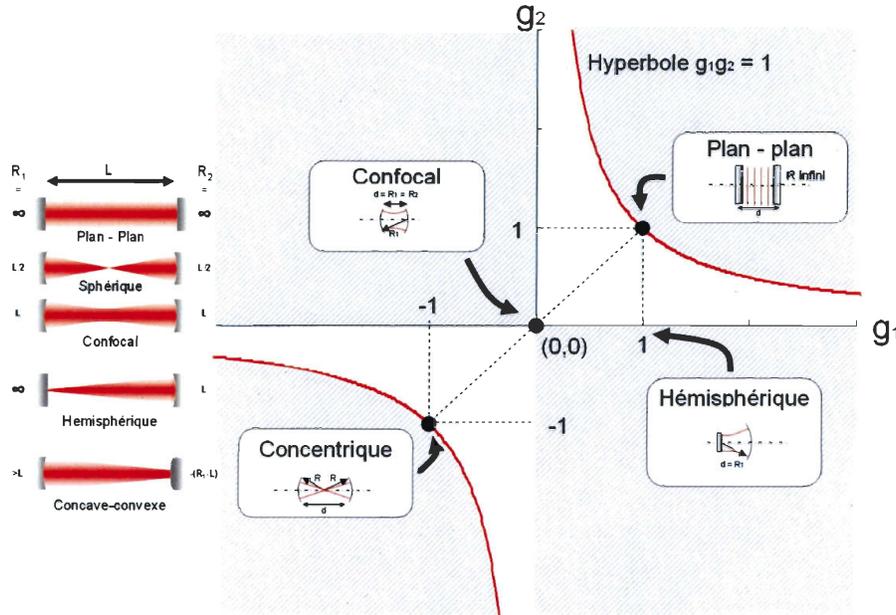


Figure 1.1: Condition de stabilité pour un résonateur linéaire. Sur le côté gauche, nous avons illustré quelques configurations de résonateurs optiques courants. Les régions hachurées correspondent aux régions d'instabilité géométrique. (Source : Forget Sébastien, Optique des lasers et faisceaux gaussiens,[For.1])

1.3 Solutions de l'équation d'onde en régime paraxial

1.3.1 Approche différentielle

Nous considérons dans cette section un faisceau monochromatique de fréquence ω et polarisé linéairement se propageant dans un milieu homogène et isotrope. La propagation de ce faisceau optique dans l'espace libre obéit aux lois de la diffraction (i.e. élargissement spatial) établies à partir des équations vectorielles de Maxwell. Cependant, une simple description scalaire du champ sera alors requise en vue des conditions dans lesquelles se fera notre étude. Ces simplifications nous permettront d'établir l'équation de Helmholtz pour le champ considéré. Les solutions de l'équation de Helmholtz correspondant à des faisceaux qui se propagent selon l'axe Oz avec des rayons paraxiaux sont des fonctions complexes lentement variables. En remplaçant ces fonctions dans l'équation de Helmholtz et en faisant l'hypothèse que ces variations dans la direction de propagation Oz sont très faibles sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde, on

peut réécrire l'équation de Helmholtz sous la forme de *l'équation d'onde paraxiale* en coordonnées cartésiennes:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial U}{\partial z} = 0, \quad (1.10)$$

où $U_{z \geq 0}(x,y)$ est l'amplitude complexe du faisceau optique, les coordonnées (x,y) décrivent les positions transversales du champ et la coordonnée z décrit la position longitudinale du champ, k est le vecteur d'onde à la fréquence ω . Notons que souvent les problèmes posés possèdent souvent une symétrie de révolution ; cette équation est alors réécrite en coordonnées cylindriques circulaires.

1.3.2 Intégrale de diffraction en régime paraxial

L'équation d'onde paraxiale est la plus souvent résolue en employant la transformée de Fourier bidimensionnelle. Nous avons choisi dans notre démarche d'exprimer les diverses intégrales en coordonnées cartésiennes. Nous pouvons définir dans un premier temps la transformation de Fourier notée $U(s_x, s_y)$ de la distribution spatiale de l'amplitude complexe $U(x,y)$ par la relation :

$$U(s_x, s_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x,y) \exp(+j2\pi(s_x x + s_y y)) dx dy. \quad (1.11)$$

De même, l'inverse de la transformation est donné par :

$$U(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(s_x, s_y) \exp(-j2\pi(s_x x + s_y y)) ds_x ds_y. \quad (1.12)$$

Afin de donner le plus de généralité à la transformée de Fourier, la solution de l'équation d'onde paraxiale nous permet d'établir la relation de la forme [Sal.1] :

$$U_z(s_x, s_y) = U_{z=0}(s_x, s_y) \cdot \exp(j\pi\lambda(s_x^2 + s_y^2)) \cdot e^{-jkz}. \quad (1.13)$$

En prenant la transformée de Fourier inverse du produit de termes de l'équation précédente, nous obtenons la relation de convolution suivante :

$$U(x, y, z) = U_0(x, y) * h_z(x, y), \quad (1.14)$$

où $h(x, y)$ est la *réponse impulsionnelle* dont l'expression est de la forme :

$$h(x, y) = \frac{j}{\lambda z} \exp\left(-\frac{j\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)\right) e^{-jkz}. \quad (1.15)$$

La relation (1.14) peut aussi s'écrire sous la forme :

$$U(x, y, z) = \frac{j}{\lambda z} e^{-jkz} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_0(x_0, y_0) \cdot \exp\left(\frac{jk}{2z}[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]\right) dx_0 dy_0, \quad (1.16)$$

C'est *l'intégrale de Huygens-Fresnel* décrivant la propagation paraxiale dans un milieu uniforme. En coordonnées cylindriques, nous pouvons séparer la partie radiale et la partie azimutale du faisceau selon une décomposition en harmoniques circulaires :

$$U(r, \varphi) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} U_l(r) \cdot \exp(-jl\varphi),$$

avec :

$$U_l(r) = \exp(-jkz) \frac{2\pi j^{l+1}}{\lambda z} \int_0^{+\infty} U_l(r_0) \cdot J_l\left(\frac{2\pi r r_0}{\lambda z}\right) \cdot \exp\left(-\frac{jk}{2z}(r^2 + r_0^2)\right) r_0 dr_0. \quad (1.18)$$

Ainsi, les ordres azimutaux l peuvent être calculés séparément pour toute propagation. Dans la section qui suivra, nous utiliserons la méthode de la séparation de variables pour

l'équation différentielle (1.10) décrivant la propagation paraxiale en coordonnées cartésiennes et en coordonnées cylindriques (après le changement de coordonnées approprié). Deux catégories distinctes forment cette classe de faisceaux : les *faisceaux gaussiens* et les *faisceaux non diffractants* ou *invariants en propagation*.

1.3.3 Faisceaux gaussiens

Une solution particulière à l'équation d'onde paraxiale appelée «*mode fondamental gaussien*» ou *onde sphérique gaussienne* joue un rôle important en pratique dans les résonateurs laser stables. Nous allons décrire brièvement ses propriétés utilisées lors de sa propagation. Les faisceaux gaussiens ont comme expression mathématique en coordonnées cartésiennes :

$$U(x, y, z) = \tilde{A}_0 \frac{\exp(-jkz)}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2q(z)}\right) \exp(j\zeta(z)), \quad (1.19)$$

avec le rayon de courbure complexe $q(z)$ défini par :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R_g(z)} - \frac{j\lambda}{\pi w(z)}, \quad (1.20a)$$

où le rayon de courbure R_g du front d'onde a comme expression :

$$R_g(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right], \quad (1.20b)$$

et $w(z)$ est la position radiale pour laquelle l'amplitude est égale à $1/e$ fois sa valeur sur l'axe. Son expression est donnée par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}. \quad (1.21)$$

Cette relation est minimale à l'origine $z=0$ où le rayon de courbure R est infini. Sa valeur est notée w_0 et est communément appelé «*waist*» ou *étranglement* du faisceau. Il faut aussi définir un autre paramètre nommé distance ou longueur de Rayleigh et dont la formulation mathématique est :

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (1.22)$$

Finalement, le paramètre $\zeta(z)$ appelé déphasage de Gouy est donné par la relation :

$$\tan \zeta(z) = \frac{\lambda z}{\pi w_0^2}. \quad (1.23)$$

Ce déphasage signifie que le faisceau gaussien est déphasé de $\zeta(z)$ sur l'axe z par rapport à une onde plane de même longueur d'onde se propageant depuis l'origine $z=0$ au même endroit z . Ce déphasage sur l'axe spécifique à un faisceau gaussien tend vers $\pi/2$ lorsque z tend vers l'infini. Lorsque ce faisceau passe par $z=0$, il subit un déphasage global de π .

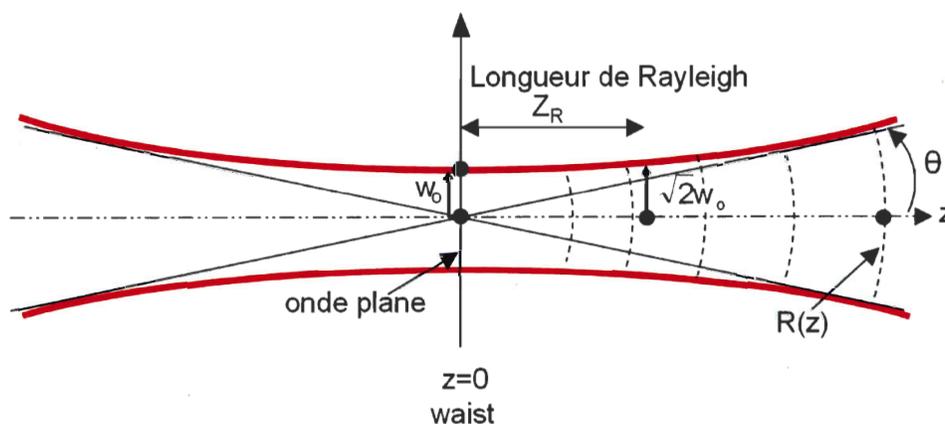


Figure 1.2 : Caractéristiques des faisceaux gaussiens.

Finalement, on définit la divergence d'un faisceau gaussien par la limite pour z tendant vers l'infini tel que :

$$\tan \theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w}{z} = \frac{w_0}{Z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (1.24)$$

1.3.4 Modes supérieurs

En coordonnées cartésiennes, ces solutions s'expriment sous la forme d'un produit de polynômes de Hermite et d'une fonction gaussienne. Ces faisceaux optiques sont appelés *faisceaux Hermite-Gauss*. L'expression mathématique de ce type de faisceaux est donnée dans leur plan de référence par :

$$U_{mn}(x, y) = \tilde{A}_0 H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w_0} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w_0} \right) \exp \left(-\frac{x^2}{w_0^2} \right) \exp \left(-\frac{y^2}{w_0^2} \right), \quad (1.25)$$

où \tilde{A}_0 est une constante complexe, $H_p(u)$ est le polynôme de Hermite d'ordre p tel que :

$$H_p(q) = (-1)^p e^{q^2} \frac{d^p}{dq^p} \left(e^{-q^2} \right) \quad (1.26)$$

et w_0 est la taille minimale du faisceau optique. Les entiers m et n correspondent aux ordres latéraux qui donnent le nombre de lignes nodales verticales (i.e. selon l'axe Oy) et horizontales (i.e. selon l'axe Ox) respectivement. Ces faisceaux sont générés dans des résonateurs optiques stables munis de miroirs de forme rectangulaire ou dans les résonateurs optiques où il y a eu un désalignement des miroirs de forme circulaire. Les distributions spatiales en intensité de ces faisceaux optiques sont illustrées à la figure 1.3 qui suit. En coordonnées cylindriques, les solutions de l'équation d'onde paraxiale ont comme forme :

$$U_{pl}(r,\theta) = \tilde{A}_0 \left(\frac{\sqrt{2}r}{w_0} \right)^l L_p^l \left(\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{w_0^2} \right) \begin{Bmatrix} \cos(l\theta) \\ \sin(l\theta) \end{Bmatrix}, \quad (1.27)$$

où \tilde{A}_0 est une constante complexe, L_p^l est le polynôme de Laguerre généralisé d'ordre (p,l) et w_0 est la taille minimale du faisceau optique. Ces faisceaux optiques sont appelés couramment *faisceaux Laguerre-Gauss*. Les entiers p et l correspondent aux indices radiaux et angulaires. Ces faisceaux sont obtenus à partir des résonateurs stables munis de miroirs de forme circulaire. Nous pouvons voir ci-dessous (figure 1.4) une illustration de différentes distributions en intensité des faisceaux Laguerre-Gauss sur.

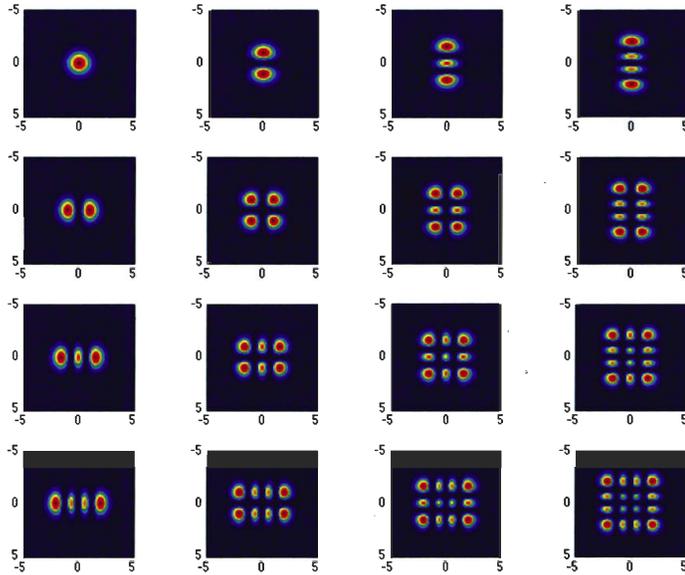


Figure 1.3 : Profils spatiaux en intensité des faisceaux optiques Hermite-Gauss. Nous avons comme valeur numérique pour l'étranglement du faisceau $w_0=1.4$ mm. Les axes x et y ont comme unité le *millimètre*.

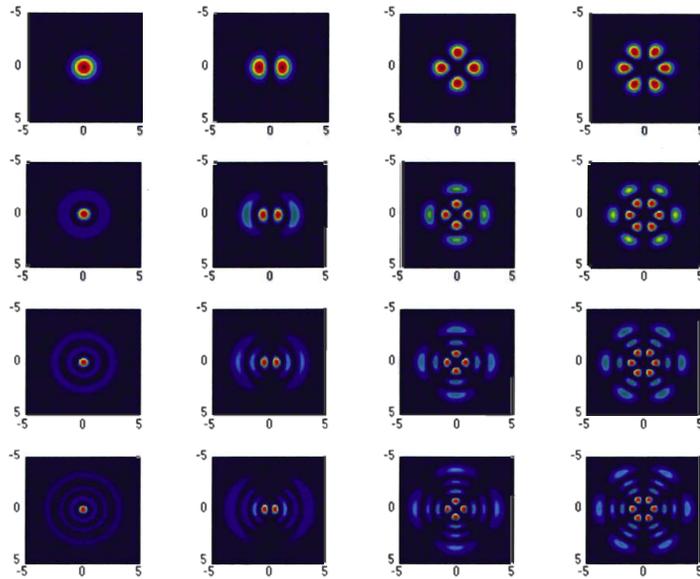


Figure 1.4: Profils spatiaux en intensité des faisceaux optiques Laguerre-Gauss. Nous avons comme valeur numérique pour l'étranglement du faisceau $w_0=1.4$ mm. Les axes x et y ont comme unité le *millimètre*.

1.3.5 Solutions invariantes en propagation

La solution invariante en propagation de l'équation d'ondes paraxiale la plus simple que nous connaissons est l'onde plane qui reste un concept important dans la théorie de la diffraction mais qui est cependant irréalisable physiquement car elle possède une énergie et une étendue spatiale infinies. En 1983, Brittingham [Bri.1] a proposé une nouvelle classe de faisceaux optiques traduite par des solutions tridimensionnelles spatio-temporelles de l'équation d'onde dans l'espace libre décrivant des ondes qui se propagent à la vitesse de la lumière et qui restent focalisées près de l'axe en tout temps. Cependant, ces solutions ont une énergie infinie. En pratique, la génération de telles impulsions non dispersives est limitée par la présence de discontinuités et d'une énergie finie. Les solutions restent théoriquement intéressantes mais physiquement irréalisables.

En 1984, une procédure générale pour obtenir un paquet d'ondes solution de l'équation d'onde a été introduite par P. A. Bélanger [Bel.1] qui montre que les solutions

heuristiques de Brittingham peuvent être générées à partir de solutions purement spatiales basées sur les polynômes de Laguerre-Gauss. Les paquets d'ondes trouvés par P.A. Bélanger requièrent eux aussi une énergie infinie pour une propagation sans dispersion et ne peuvent pas malheureusement être générés par un système optique réel.

En 1987, Durnin [Dur.1] propose une fonction de Bessel d'ordre zéro de première espèce comme solution indépendante du temps et non dispersive de l'équation d'onde paraxiale exprimée en coordonnées cylindriques dans l'espace libre. Ces solutions ont été nommées *faisceaux Bessel* dans l'article où il présenta ses travaux. Ces faisceaux sont caractérisés par un profil transversal défini par une fonction de Bessel de première espèce et d'ordre 0 (i.e. $J_0(\alpha r)$) avec un lobe central très étroit entouré de plusieurs anneaux secondaires. Cependant, une propriété particulière a attiré l'attention lors de l'étude de ces faisceaux. Lors de la propagation d'une telle distribution, le diamètre du lobe central du faisceau reste constant et ne subit aucun élargissement spatial significatif, lui conférant ainsi une profondeur de champ bien supérieure à celle d'un faisceau gaussien définie dans son cas par sa distance de Rayleigh. C'est la raison pour laquelle ces faisceaux sont dits *non diffractants* [Dur.1]. Cependant, ce terme reste un abus de langage car en réalité la dispersion spatiale, ou *la diffraction*, est bien présente lors de la propagation de ces faisceaux. Ces effets d'élargissement associés au phénomène de la diffraction sont compensés par la phase du front d'onde du faisceau de Bessel, ce qui conduit à une invariance de la taille du lobe central du profil transversal selon l'axe de propagation Oz. Il serait donc plus approprié de parler de faisceaux optiques *invariants en propagation* [Cha.1].

D'un point de vue historique, il faut noter que Durnin n'est pas réellement le premier à prédire à travers des travaux théoriques l'existence de ces faisceaux lumineux où il est possible d'observer une augmentation de la profondeur de champ et de la résolution obtenue à partir d'une ouverture annulaire dans un télescope. Lord Rayleigh semble avoir été le premier à étudier les faisceaux Bessel vers la fin du dix-neuvième

siècle. D'ailleurs, A. Boivin [Boi.1] dans son ouvrage *Théorie et calcul des figures de diffraction de révolution* montre que la solution au problème de la diffraction par une ouverture annulaire est un faisceau Bessel. Notons aussi que d'autres types de faisceaux optiques invariants en propagation ont été étudiés depuis bien longtemps, comme les interférences créées par les fentes de Young ou un biprisme de Fresnel générant des faisceaux non diffractants cosinusoidaux.

Les solutions analytiques de l'équation de la propagation paraxiale en coordonnées cylindriques proposées par Durnin [Dur.1] ont malheureusement aussi une étendue et une énergie infinies et ne sont donc pas physiquement réalisables. Dans cette perspective, Gori et al. [Gor.1] ont présenté en 1987 des faisceaux Bessel apodisés par une fonction gaussienne qu'ils ont nommés *faisceaux Bessel-Gauss* (BG). Ces faisceaux optiques possèdent une énergie et une étendue finies et peuvent donc être réalisés expérimentalement. Les faisceaux BG ont été généralisés par un certain nombre de méthodes. La formulation mathématique des faisceaux BG sera donnée plus loin. Par exemple, Li et al. [Li.1] ont étudié le comportement des faisceaux de Bessel modulés par des fonctions « *flat top* » et ont suggéré que ces faisceaux puissent être exprimés comme série de faisceaux BG de différents ordres.

De même, J.C. Gutiérrez-Vega et al. [Gut.1] ont proposé une expression mathématique générale pour les faisceaux optiques non diffractants de profil arbitraire dont l'amplitude complexe dans le plan $z=0$ est modulée par une enveloppe gaussienne. Puisque ces faisceaux non diffractants sont des solutions de l'équation de Helmholtz, ils les ont appelés *faisceaux de Helmholtz-Gauss* (HzG). Cette terminologie est cependant peu courante.

Dans la section qui suivra nous allons introduire l'expression générale et les propriétés de propagation de ces faisceaux de Helmholtz-Gauss. Nous décrirons les

paramètres associés à ces faisceaux optiques et nous analyserons les cas particuliers des faisceaux Bessel et Bessel-Gauss.

1.3.6 Faisceaux de Helmholtz-Gauss

Dans cette section, nous présentons les résultats théoriques obtenus par Garcià et al. [Gar.1] sur les faisceaux de Helmholtz-Gauss. Considérons l'amplitude complexe d'une onde monochromatique avec un terme de dépendance en temps que nous avons omis pour alléger les formulations. Cette onde s'exprime dans le plan initial $z = 0$ par la relation :

$$U_0(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \cdot W(r, k_t), \quad (1.28)$$

où $r = (x, y)$ dénote les coordonnées transversales, $W(r, k_t)$ est la distribution radiale en amplitude du faisceau non diffractant de la forme $W(r, k_t) \exp(ik_z z)$ et w_0 est la taille du faisceau gaussien à l'étranglement. Les composantes transversale k_t et longitudinale k_z du vecteur d'onde k satisfont la relation $k^2 = k_t^2 + k_z^2$. La distribution transversale $W(r, k_t)$ satisfait l'équation d'onde bidimensionnelle en régime paraxial :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_t^2\right)W(r, k_t) = 0 \quad (1.29)$$

et peut être exprimée comme une superposition d'ondes planes où les nombres d'onde transversaux sont restreints à une seule valeur telle que :

$$W(r, k_t) = \int_0^{2\pi} A(\varphi) \exp[jk_t(x \cos \varphi + y \sin \varphi)] \cdot d\varphi, \quad (1.30)$$

où $A(\varphi)$ est le spectre angulaire du faisceau non diffractant. Le spectre angulaire est localisé sur un seul anneau de rayon $\rho = k_t$ dans le domaine des fréquences spatiales. Les

champs du faisceau Helmholtz-Gauss peuvent être déterminés en termes de $U_0(r)$ à $z=0$. En utilisant le fait que les faisceaux non diffractants peuvent être développés en termes d'ondes planes, l'amplitude complexe du champ $U(x,y,z)$ est donnée par la relation :

$$U(x,y,z) = \exp\left(j \frac{k_t^2 \cdot z}{2k(1+jz/z_r)}\right) \cdot \frac{\exp(-jkz)}{(1+jz/z_r)} \cdot W\left(\frac{x}{(1+jz/z_r)}, \frac{y}{(1+jz/z_r)}; k_t\right), \quad (1.31)$$

où $z_r = kw_0^2/2$ est la distance de Rayleigh d'un faisceau gaussien. L'équation (1.31) est une solution de l'équation d'onde en régime paraxial. Nous pouvons remarquer que si $w_0 \rightarrow \infty$, l'amplitude complexe $U(x,y,z)$ s'exprimera de la manière suivante :

$$U(x,y,z) = \exp(-jk_z z) \cdot W(r, k_t).$$

avec $k_z \cong k - k_t^2/2k$. Cette relation définit celle d'un faisceau optique purement invariant en propagation (i.e. un faisceau non diffractant). Nous analyserons ce cas dans la section qui suit dans la situation où l'amplitude $W(r, k_t)$ est une fonction de Bessel. De même nous traiterons aussi du cas général où la fonction d'apodisation de profil gaussien est présente. Si $k_t \rightarrow 0$, le faisceau se réduit à une fonction purement gaussienne qui est un cas particulier des faisceaux Hermite-Gauss ou Laguerre-Gauss étudiés dans la section précédente.

1.3.7 Faisceaux de Bessel et de Bessel-Gauss

La solution proposée par Durnin [Dur.1] de l'équation d'onde paraxiale en coordonnées cylindriques est donnée par la relation mathématique :

$$U(x,y,z,t) = \exp(j(k_z z - \omega t)) \int_0^{2\pi} A(\varphi) \cdot \exp(jk_t(x \cos \varphi + y \sin \varphi)) \cdot d\varphi, \quad (1.33)$$

pour une onde scalaire et complexe $U(x,y,z,t)$ se propageant avec une vitesse c dans la région $z \geq 0$. La longueur d'onde λ et la fréquence ω sont reliées aux amplitudes des vecteurs d'onde longitudinaux k_z et des vecteurs d'onde radiaux ou transversaux k_t qui sont respectivement parallèles et perpendiculaires à la direction de propagation. Nous obtenons les relations suivantes :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\sqrt{(k_z^2 + k_t^2)}}, \quad (1.34)$$

$$\omega = c\sqrt{(k_z^2 + k_t^2)}.$$

Remarquons aussi que la dépendance axiale du faisceau est séparée des coordonnées transversales. Quand le vecteur d'onde longitudinal k_z est constant, la solution représente un faisceau optique non diffractant. La variable $A(\varphi)$ dans l'équation (1.33) représente une amplitude complexe de distribution arbitraire selon la coordonnée angulaire φ . Pour les solutions avec une symétrie de révolution nous aurons $A(\varphi) = 1$ et le champ scalaire non diffractant scalaire peut alors être écrit comme :

$$U(r,t) = A_0 \exp[j(k_z z - \omega t)] J_0(k_t r) \quad (1.35)$$

où $J_0(u)$ est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre zéro. Quand le vecteur d'onde transversal k_t est nul, la solution se réduit à une onde plane se propageant dans la direction de z positif. De plus si $0 \leq k_t \leq \omega/c$, la solution représente un faisceau non diffractant dont l'enveloppe de la distribution en intensité décroît avec une augmentation des valeurs du terme $k_t r$ pour un plan z donné. La quantité d'énergie contenue dans chaque lobe secondaire de la distribution de Bessel est légèrement supérieure à la quantité d'énergie dans le lobe central. Ainsi, pour réaliser un faisceau

Bessel, cette solution impose qu'il y ait une quantité d'énergie infinie, donc une étendue transversale infinie, ce qui est physiquement irréalisable !

Il est cependant possible de réaliser des faisceaux de Bessel avec une ouverture annulaire placée au foyer d'une lentille. Cette ouverture annulaire va restreindre l'étendue radiale du faisceau et éliminer l'exigence d'une énergie infinie. L'ouverture finie de la lentille introduit des effets de diffraction qui causeront les interférences menant à la formation d'un faisceau de Bessel. Durnin a utilisé la simulation numérique pour évaluer la distance de propagation maximale du pic central d'un faisceau de Bessel produit de cette façon; il a montré que ce pic se propageait de manière significative plus loin qu'un faisceau gaussien de diamètre équivalent. La distance de propagation maximale du faisceau de Bessel est déterminée par la relation :

$$Z_{\max} = R \sqrt{\left(\frac{2\pi}{k_r \lambda}\right)^2 - 1}, \quad (1.36)$$

où R est le rayon de l'ouverture de la lentille par laquelle le faisceau de Bessel est formé et Z_{\max} est la distance sur laquelle se forme la région d'interférence.

Des propos similaires sur les comparaisons de ces faisceaux optiques ont été aussi publiés par Sprangle et Hafizi [Spr.1]. Pour un faisceau de Bessel de N lobes, ils suggèrent que le rayon du faisceau approprié pour comparer est $R = Nr_0$ où r_0 est le rayon du lobe central. La distance de propagation du lobe central du faisceau de Bessel serait alors donnée par:

$$Z_{\max} = \frac{R}{\tan \theta} = \frac{2Rr_0}{\lambda} = \frac{2Nr_0^2}{\lambda} \quad (1.37)$$

où $\tan \theta \approx \theta \approx k_r/k_z \approx \lambda/2r_0$ est l'angle de diffraction du faisceau. Comme comparaison, la distance de Rayleigh pour un faisceau gaussien avec un rayon $w_g=R$ est donnée par:

$$z_r = \frac{\pi w_g^2}{\lambda} = \frac{\pi R(Nr_0)}{\lambda}. \quad (1.38)$$

En égalisant les distances de propagation données par les équations précédentes, nous obtenons :

$$Z_{\max} = \frac{2}{\pi N} Z_r. \quad (1.39)$$

Ceci prouve, selon Sprangle et Hafizi [Spr.1], que n'importe quel faisceau bien collimé de rayon w_g se propagera $\pi N/2$ fois plus loin que le faisceau de Bessel. Pour réfuter les propos de Sprangle et Hafizi, Durnin et *al.* réitèrent que leurs propos sont sur la propagation du lobe central du faisceau qui est *remarquablement résistant aux effets de la diffraction* généralement liée à toute propagation des ondes.

Dans la perspective de corriger les lacunes de la solution théorique proposée par Durnin, Gori et *al.* [Gor.1] ont présenté des faisceaux de Bessel apodisés par une fonction gaussienne : ces *faisceaux sont dits de Bessel-Gauss*. La solution analytique qu'ils proposent possède une énergie et une étendue finies et peuvent donc être réalisés expérimentalement. Les faisceaux de Bessel-Gauss originaux ont été généralisés de plusieurs manières [Gor.1]. Dans cette section, nous allons présenter succinctement une de ces généralisations et les principales propriétés des faisceaux Bessel-Gauss [Khi.1]. À l'étranglement du faisceau, les faisceaux de Bessel-Gauss d'ordre m sont décrits par la relation :

$$U(r, \varphi, 0) = C \cdot J_l(\alpha r) \cdot \exp(-r^2/w_0^2) \cdot \exp(jl\varphi). \quad (1.40)$$

où $r = (x, y)$ est les coordonnées radiales, φ est la coordonnée azimutale, $J_l(u)$ est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre l , C , α et w_0 sont des constantes réelles. Ici, nous avons $k_l \equiv \alpha$. Nous pouvons remarquer que si w_0 tend vers ∞ , la relation (1.40) décrit un faisceau de Bessel pur. En utilisant l'équation d'onde paraxiale

(1.10) et en y insérant la solution proposée à l'équation (1.40), nous obtenons la description de la propagation du faisceau de Bessel-Gauss le long de l'axe de propagation z tel que :

$$\begin{aligned}
 U_l(r, \varphi, z) = & C \frac{w_0}{w(z)} J_l \left(\frac{\alpha r}{1 + jz/z_r} \right) \cdot \exp(jl\varphi) \\
 & \times \exp \left\{ - \left[\frac{1}{w_g(z)} - \frac{jk}{2R_g(z)} \right] \cdot (r^2 + \theta^2 z^2) \right\} \cdot \exp(-j\Phi(z)),
 \end{aligned} \tag{1.41}$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde du champ monochromatique et la taille du faisceau est donnée par :

$$w_g(z) = w_0 \left[1 + (z/z_r)^2 \right]^{1/2}. \tag{1.42}$$

Elle fixe l'évolution axiale de la largeur de la fonction gaussienne. Le rayon de courbure du front d'onde est donné par la relation :

$$R_g(z) = z + z_r^2/z, \tag{1.43}$$

où la *distance de Rayleigh* est donnée par :

$$z_r = \frac{kw_0^2}{2}. \tag{1.44}$$

Et finalement, la phase axiale du faisceau Bessel-Gauss est définie par la relation :

$$\Phi(z) = \beta z - \arctan(z/z_r). \tag{1.45}$$

Dans cette expression, nous reconnaissons le terme représentant la phase de Gouy d'un faisceau gaussien. Le premier terme en βz est la phase d'un faisceau de Bessel idéal où :

$$\beta = k - \alpha^2/2k. \quad (1.46)$$

Finalement, la variable θ donnée par :

$$\theta = \frac{\alpha}{k} \quad (1.47)$$

est l'angle du cône de la région d'interférence (ex. figure 1.7) en régime paraxial. Si la constante β tend vers k , nous obtenons une distribution d'amplitude gaussienne. Les figures 1.5 et 1.6 illustrent la distribution en intensité et la phase associée pour un faisceau de Bessel-Gauss dans différents plans de l'axe de propagation Oz. La figure 1.5 présente le profil radial d'un faisceau Bessel-Gauss pour une faible distance de propagation. Comme les effets de la diffraction sont compensés dans la région d'interférence, nous pouvons remarquer un pic dominant central par rapport aux lobes secondaires. Le faisceau de Bessel-Gauss conservera son profil en intensité sur la région telle que la distance de propagation $z < w_0/\theta$; son profil prendra la forme d'un anneau à partir de la distance $z \sim 1.5 w_0/\theta$. Dans cette région, nous pouvons constater que le pic en intensité important se trouve dans les ailes formant l'anneau (c.f. figure 1.6). Ceci est une propriété intrinsèque aux faisceaux de Bessel-Gauss.

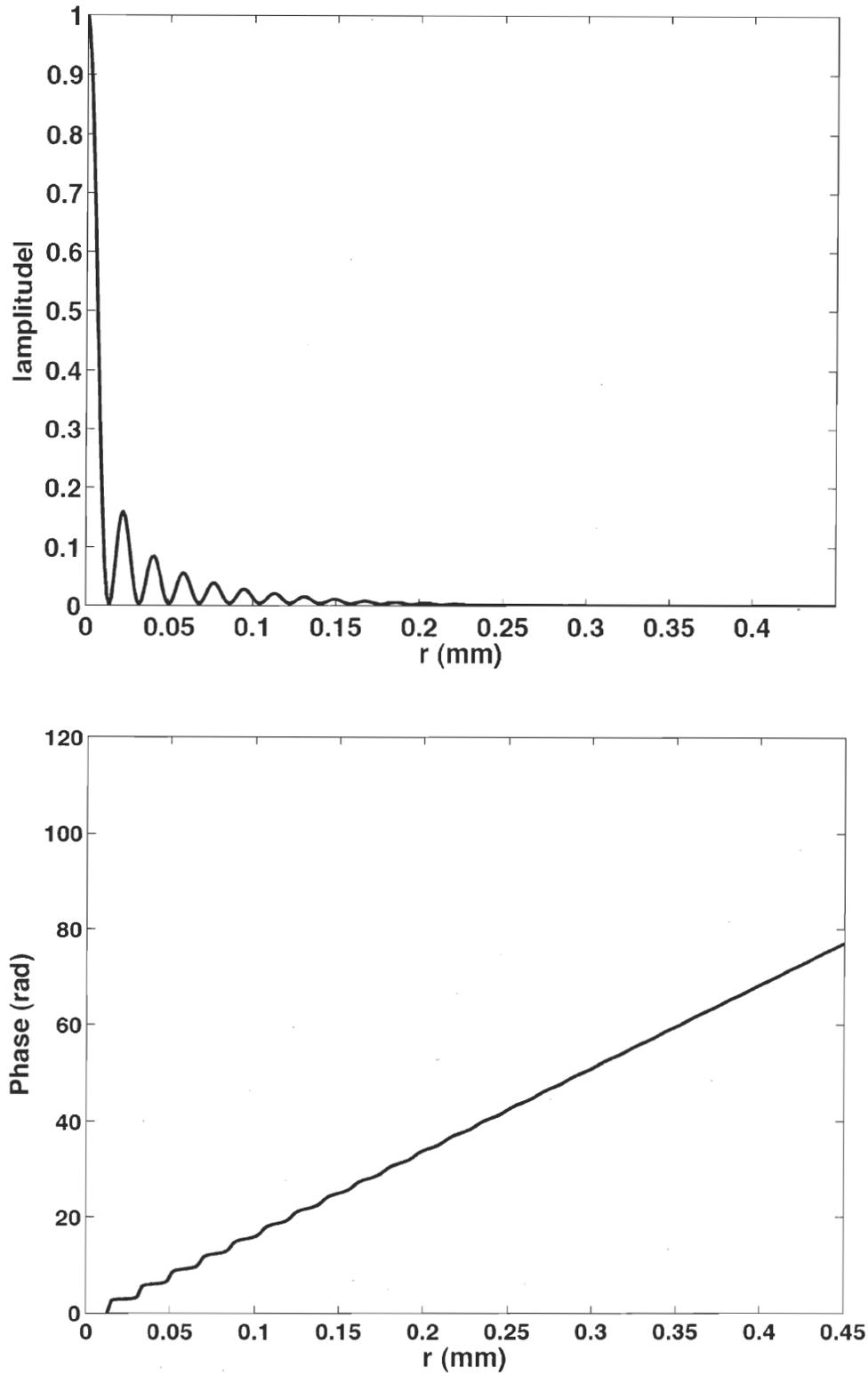


Figure 1.5 : Les courbes représentent le profil spatial en amplitude et le profil en phase d'un faisceau Bessel-Gauss d'ordre 0 à $z=0.4w_0/\theta$ pour $\theta=1^\circ$, $w_0=0.2$ mm, $\lambda=0.633$ μ m [Khi.1].

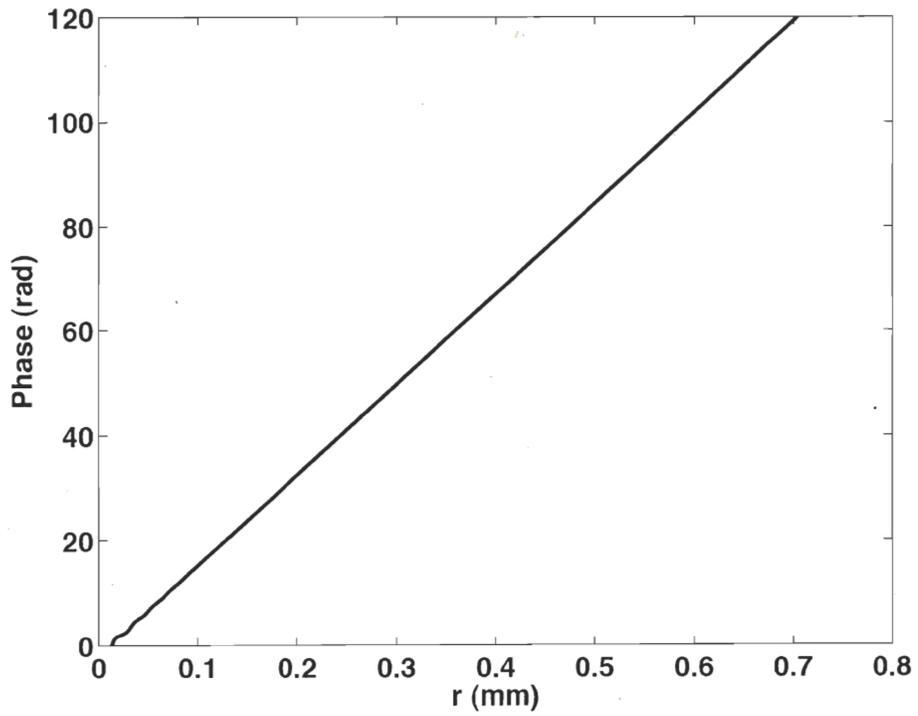
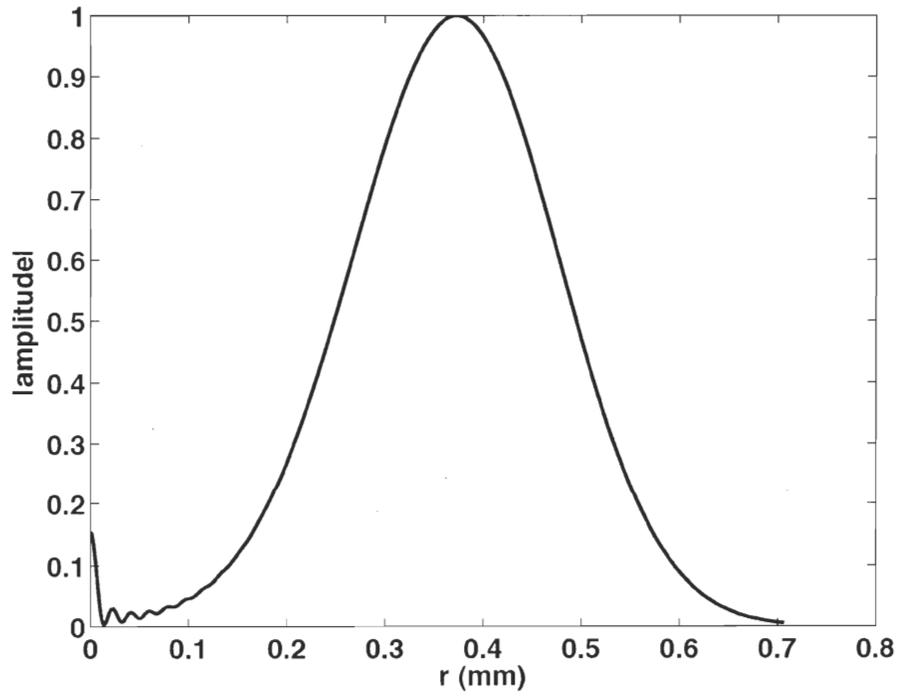


Figure 1.6 : Les courbes représentent le profil spatial en amplitude et le profil en phase d'un faisceau Bessel-Gauss d'ordre 0 avec les mêmes paramètres de faisceau qu'à la figure 1.5 mais à $z=2w_0/\theta$ [Khi.1].

1.3.8 Génération de faisceaux Bessel à partir d'une ouverture annulaire

En 1989, Durnin et *al.* [Dur.2] ont effectué une démonstration expérimentale en montrant la nature non diffractive des faisceaux Bessel d'ordre 0. Le schéma proposé pour la génération de faisceau Bessel est basé sur la superposition ou l'interférence d'ondes planes. Dans le plan focal d'une lentille de distance focale f , il y a une source lumineuse constituée par une ouverture annulaire de rayon R avec une épaisseur Δr (cf. figure 1.7). Le champ au-delà de la lentille est obtenu en intégrant toutes les ondes sur une variable angulaire φ variant de 0 à 2π . Nous obtenons l'intégrale suivante :

$$U(\vec{r}, t) = U_0 \exp[-j(k_z z - \omega t)] \int_0^{2\pi} \exp[-ja(x \sin \varphi + y \cos \varphi)] d\varphi, \quad (1.48)$$

avec $a = 2\pi/\lambda \cdot \sin \theta_p \cong 2\pi/\lambda \cdot \theta_p$ en régime paraxial. L'angle θ_p est déterminé par la distance focale f de la lentille et le rayon R de l'anneau tel que :

$$\tan \theta_p = R/f. \quad (1.49)$$

L'intégrale peut être résolue analytiquement et la fonction de Bessel d'ordre zéro est obtenue :

$$U(r, z, t) = U_0 \exp[j(k_z z - \omega t)] J_0(ar), \quad (1.50)$$

où r correspond à la coordonnée radiale. Nous pouvons remarquer que la distribution en intensité ne dépend pas de la coordonnée longitudinale z , ce qui traduit le fait que la distribution radiale en intensité du faisceau est invariante lors de la propagation. Cette distribution sera limitée en pratique et s'étalera à cause des effets dus à la diffraction par les bords. Cependant nous pouvons évaluer les effets de la diffraction à partir du nombre de Fresnel $N_f = w^2/(\lambda L)$ où w est le rayon de la lentille. Pour un nombre de Fresnel

très élevé, les effets dus à la diffraction sont négligeables. Le lobe central a un rayon maximum donné par :

$$r_0 \cong \frac{1}{a} = \frac{\lambda \cdot \theta_p}{2\pi}. \quad (1.51)$$

Les lobes secondaires ont une intensité qui décroît en $1/r$ et la distance entre deux zéros consécutifs est quasi constante et est déterminée par :

$$\Delta r \cong \frac{\pi}{a} = \frac{\lambda}{2\theta_p}. \quad (1.52)$$

La puissance de chaque lobe pris de manière individuelle peut être exprimée par :

$$P_0 \cong P_{tot} \frac{\Delta r}{w}, \quad (1.53)$$

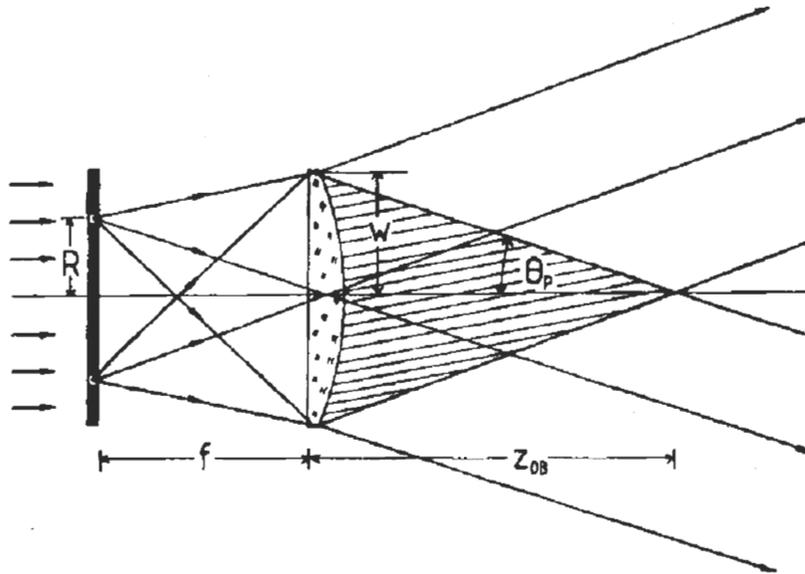


Figure 1.7: Schéma d'une fente annulaire associée à une lentille proposé par Durnin pour générer un faisceau Bessel d'ordre 0. La fente annulaire se trouve dans le plan focal avant de la lentille. Sur la figure Z_{0B} est la profondeur de champ géométrique du faisceau. La zone hachurée représente la région d'interférence des ondes planes [Hod.1].

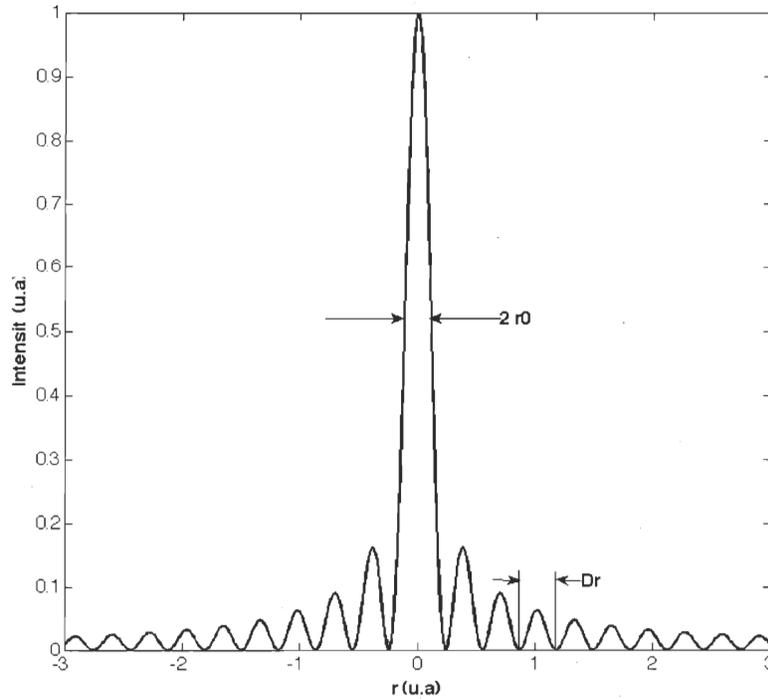


Figure 1.8 : Distribution radiale en intensité d'un faisceau Bessel. Nous avons identifié les paramètres Dr pour la dimension radiale Δr d'un lobe secondaire et $2 r_0$ pour le diamètre du lobe central.

avec P_{tot} est la puissance totale du faisceau traversant la lentille. La *distance maximale de propagation* Z_{OB} ou la *profondeur de champ géométrique* est donnée, suivant la figure 1.7, par la relation :

$$Z_{OB} = Z_{\max} = \frac{w}{\tan \theta_p}. \quad (1.54)$$

Notons que lorsque l'angle θ_p est très grand, nous obtenons $Z_{\max} = w$, i.e. c'est alors l'ouverture de la lentille. Un des inconvénients majeurs de l'ouverture annulaire est

qu'elle convertit une fraction limitée de la puissance du faisceau incident en un faisceau de Bessel. Nous allons dans la prochaine section étudier un élément optique qui permet de convertir le faisceau incident en un faisceau de Bessel à 100%.

1.3.9 Génération d'un faisceau de Bessel à partir d'une lentille conique

Une autre façon de générer des faisceaux Bessel est la lentille conique, dite généralement axicon. C'est un élément optique qui focalise la lumière sur une ligne plutôt que sur un point focal. J. H. McLeod [McL.1] a introduit cet élément optique en 1954. Un axicon convexe se compose d'une surface plane (1) et d'une surface conique (2) comme illustré à la figure 1.10.

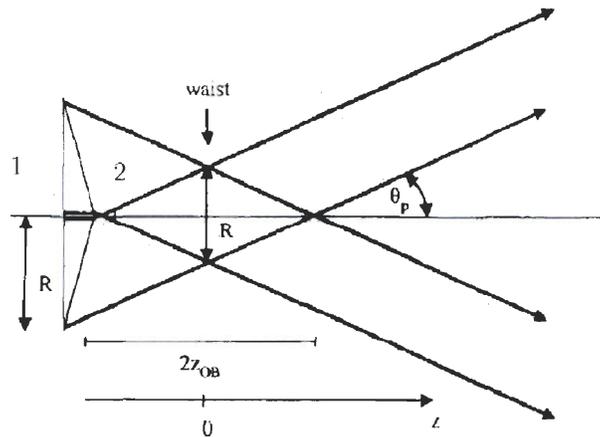


Figure 1.9 : Représentation schématique d'un axicon convexe (source : Hodgson et al. [Hod.1])

Plusieurs travaux ont été publiés sur les axicons dans les années 70, par exemple à l'Université Laval (voir Lit [Lit.1] et al. et P. A. Bélanger et al. [Bel.3]). Ces travaux étaient surtout orientés vers le profil annulaire que l'on pouvait obtenir des faisceaux produits par l'axicon dans le plan focal d'une lentille pour des applications de découpage

de matériaux par laser. Les axicons ont connu un intérêt particulier dans les publications aux cours des dix dernières années du fait que, dans leur champ proche, la distribution en intensité est très similaire à celle d'un faisceau Bessel si le faisceau à l'entrée est une onde plane et d'un faisceau de Bessel-Gauss dans le cas d'une apodisation avec un faisceau gaussien à l'entrée. Mais l'avantage principal de l'axicon par rapport à une fente annulaire est qu'il permet de convertir à 100% le faisceau d'entrée en un faisceau de Bessel ou de Bessel-Gauss. Le plus souvent il est usiné dans du verre BK7 ou de la silice fondue. Une des principales difficultés de l'usinage d'un tel élément est la surface conique où le sommet peut être sévèrement endommagé. Dans ce cas, les effets de la diffraction produits par la pointe du sommet de l'axicon viendront détruire ou dégrader la figure d'interférence, donc le faisceau Bessel ou Bessel-Gauss.

Le champ produit par un axicon résulte de la superposition d'ondes planes dont les rayons lumineux ont tous la même pente $\sin\theta_p \approx \theta_p$ et $\tan\theta_p \approx \theta_p$ et $\theta_p = (n-1)\gamma$ en régime paraxial, n est l'indice de réfraction de l'axicon et γ est l'angle au sommet de l'axicon. La distribution en amplitude générée par l'axicon est donnée par :

$$U_B(\vec{r}, z) = U_0(z) \cdot J_0(\alpha r) \cdot \exp(-jk_z z), \quad (1.55)$$

avec $\alpha = k \sin\theta_p \cong k\theta_p$ en régime paraxial. Le pic central a comme rayon à mi-hauteur :

$$r_0 \cong \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{2\pi(n-1)\gamma} \quad (1.56)$$

et il contient une puissance donnée par :

$$P_0 = \pi r_0^2 |U(\vec{r}, z)|^2. \quad (1.57)$$

Le lobe central est entouré de plusieurs anneaux secondaires et la distance entre deux zéros consécutifs est quasi constante telle que :

$$\Delta r \cong \frac{\pi}{\alpha} = \frac{\lambda}{2(n-1)\gamma}. \quad (1.58)$$

Il est possible de relier la puissance totale incidente sur un axicon de rayon R et la puissance du pic central par la relation :

$$P_0 = P_{tot} \frac{\pi}{R\alpha} = P_{tot} \frac{\lambda}{2R(n-1)\gamma}. \quad (1.59)$$

La *profondeur de champ géométrique* du faisceau Bessel produit par un axicon est donnée par :

$$Z_{\max} = \frac{R}{2 \tan \theta_p} = \frac{R\pi}{\lambda\alpha} = \frac{R}{2(n-1)\gamma}, \quad (1.60)$$

où γ est l'angle du sommet de la surface conique. Nous pouvons comparer cette distance au paramètre usuel de la distance de Rayleigh d'un faisceau gaussien qui est défini par :

$$z_r = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} = \frac{\pi}{\lambda\alpha^2} = \frac{Z_{\max}}{R\alpha}. \quad (1.61)$$

La «*distance de Rayleigh*» d'un faisceau Bessel est $R\alpha$ fois plus grande que celle d'un faisceau gaussien défini par son pic central.

1.3.10 Génération d'un faisceau de Bessel de manière holographique

Vasara et al. ont utilisé des hologrammes générés par ordinateur pour produire des faisceaux Bessel d'ordre arbitraire. Les figures holographiques utilisées pour produire le faisceau de Bessel d'ordre 0 sont illustrées à la figure 1.10. La figure de diffraction que l'ordinateur génère a été imprimée sur un film de haute qualité et a été réduite photographiquement pour avoir une résolution de 500 lignes par mm afin d'obtenir l'hologramme final. La distribution en intensité après l'hologramme est donnée par :

$$I(x, y, z) \propto z \left| \int_0^{2\pi} A(\varphi) \exp[-j2\pi k(x \cos \varphi + y \sin \varphi) / \gamma] d\varphi \right|^2, \quad (1.62)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde, $\rho_0 = 2\pi/k_t$ est le pas et le paramètre $\gamma = \rho_0 k$. En utilisant l'optique géométrique, nous pouvons trouver la distance maximale de propagation qui est donnée par

$$Z_{\max} = \frac{\gamma R}{2\pi}, \quad (1.63)$$

où R est défini comme le rayon de la dimension de l'hologramme. En substituant dans la relation précédente et en posant $r_0 = 1/k_t$:

$$Z_{\max} = \frac{\gamma R}{2\pi} = \frac{2\pi r_0 R}{\lambda}. \quad (1.64)$$

Les hologrammes ont été illuminés par un faisceau laser en incidence normale de longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$. Le période ρ_0 est de 1 mm (i.e. $r_0 = 1.59 \times 10^{-4} \text{ m}$ et $R = 10 \text{ mm}$), la distance maximale de propagation distance pour le lobe central d'un faisceau Bessel était de 15.8 m. La valeur trouvée est largement supérieure à la distance de Rayleigh qui est de 12.5 cm pour un faisceau gaussien collimé avec un rayon initial $r_0 = 1.59 \times 10^{-4} \text{ m}$.

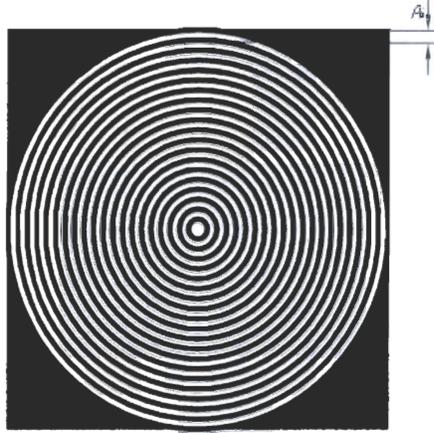


Figure 1.10 : Image de l'hologramme utilisé par Vasara et al. [Vas.1] pour générer des faisceaux Bessel.

1.3.11 Faisceaux Mathieu-Gauss

Cette section propose une brève description des faisceaux Mathieu-Gauss. Notre intention n'est pas de s'étendre sur la théorie associée à ce type de faisceau non diffractant. Cependant, une attention particulière a été portée très récemment à ce type de faisceaux. Les faisceaux de Mathieu constituent une famille de faisceaux non diffractants qui sont solutions de l'équation d'ondes en coordonnées elliptiques [Gut.2]. Il a été montré que ces faisceaux ont été appliqués avec succès par exemple pour le transfert de moment angulaire pour des applications de pinces optiques [Lop.1], et d'ondes X localisés [Dar.1]. Les faisceaux Mathieu-Gauss (MG) sont des faisceaux de Mathieu apodisés par une fonction de transmission gaussienne [Gut.3], qui portent une puissance finie et peuvent être générés expérimentalement en utilisant des méthodes holographiques. Les faisceaux MG sont formés par la superposition des faisceaux gaussiens dont les vecteurs de propagation sont distribués sur la surface d'un cône et dont les amplitudes sont modulées angulairement par des fonctions de Mathieu.



Figure 1.11 : Exemple de faisceau Mathieu-Gauss ($m=0$; $q=2.25$) (a) dans le champ proche et (b) dans le champ lointain [Alv.1].

Dans l'espace libre, l'amplitude complexe des faisceaux Mathieu-Gauss, pour un ordre m pair ou impair, se propageant selon l'axe de propagation z dans un système de coordonnées elliptiques $r = (\xi, \eta, z)$ est donnée par [Gut.1] :

$$MG_m(r) = \exp(-ik_z z) BG(r) \begin{cases} J_{e_m}(\xi, q) ce_m(\eta, q) & (\text{paire}) \\ J_{o_m}(\xi, q) se_m(\eta, q) & (\text{impaire}) \end{cases}, \quad (1.64)$$

où Je_m et Jo_m sont des fonctions radiales de Mathieu d'ordres paires et impaires respectivement, ce_m et se_m sont les fonctions angulaires de Mathieu paires et impaires respectivement, $GB(r) = \exp(-r^2/w_0^2)$ est le faisceau gaussien avec w_0 la taille de l'étranglement du faisceau gaussien dans le plan $z=0$ et k_z est la grandeur du vecteur d'onde selon l'axe de propagation telle que défini à la section 1.3.6. Les coordonnées elliptiques (ξ, η) sont reliées aux coordonnées cartésiennes (x, y) par la relation :

$$(x + iy) = f_0 \cosh(\xi + i\eta),$$

où f_0 est la séparation semi-confocale dans le plan de l'étranglement. Le paramètre $q = k_t^2 f_0^2 / 4$ est le paramètre d'ellipticité où k_t est le nombre d'onde transverse. Quand $q \rightarrow 0$, les faisceaux Mathieu-Gauss se réduisent à des faisceaux Bessel-Gauss.

1.4 Cadre théorique pour les résonateurs optiques

Dans cette section, nous présentons succinctement deux définitions essentielles pour les résonateurs optiques linéaires et ouverts : les modes transversaux et les pertes par diffraction. Nous donnons l'équation intégrale du résonateur optique qui permet de calculer les modes transversaux propres d'un résonateur optique. Ces modes propres subissent des pertes par diffraction après chaque trajet aller et retour dans la cavité. Ceci est traduit mathématiquement par des valeurs propres associées à chaque mode.

1.4.1 Équation intégrale d'un résonateur optique

La distribution de l'amplitude lumineuse entre les deux miroirs définissant le faisceau laser émis est obtenue en résolvant l'équation d'onde paraxiale en prenant en compte les conditions aux limites imposées par les miroirs de dimensions finies. Elle peut être décrite mathématiquement par une intégrale de propagation sous la forme générale:

$$U^{(i+1)}(x,y) = \exp(-jkp) \iint K(x,y,x_0,y_0) \cdot U^{(i)}(x_0,y_0) dx_0 dy_0, \quad (1.65)$$

où k est la constante propagation à la longueur d'onde λ , p est la longueur d'une période ou la distance pour un trajet aller et retour dans le résonateur optique, (x_0, y_0) sont les coordonnées transversales dans le plan de référence. La fonction $K(x,y,x_0,y_0)$ est le noyau de l'intégrale qui aussi est appelé *propagateur paraxial*. La formulation mathématique exacte du noyau $K(x,y,x_0,y_0)$ dépend du plan de référence qui a été choisi et des éléments optiques ou des ouvertures lors d'une propagation dans le résonateur optique. La distribution en amplitude $U^{(i)}(x_0,y_0)$ dans le plan de référence

peut avoir un profil initial arbitraire au trajet n . En général, cette équation intégrale ne peut se calculer que de manière numérique. A. G. Fox et T. Li [Fox.1], à travers une analyse numérique, ont découvert que les modes d'un résonateur optique doivent être des distributions de champ qui se répètent à un facteur constant près après un trajet aller et retour dans le résonateur. Ceci nous permet d'écrire l'équation (1.65) sous la forme de l'équation intégrale suivante :

$$U_{nm}^{(i+1)}(x, y) = \exp(-j k p) \iint K(x, y; x_0, y_0) \cdot U_{nm}^{(i)}(x_0, y_0) dx_0 dy_0 = \tilde{\gamma}_{nm} U_{nm}^{(i)}(x, y), \quad (1.66)$$

laquelle se réduit à l'équation :

$$U_{nm}^{(i+1)}(x, y) = \tilde{\gamma}_{nm} U_{nm}^{(i)}(x, y), \quad (1.67)$$

$\tilde{\gamma}_{nm}$ est appelé la valeur propre associée à chaque mode du résonateur optique considéré. Nous verrons son importance dans la section suivante. Il existe en général une infinité de solutions à l'équation intégrale (1.67) qui sont appelées les *modes transversaux propres* du résonateur optique. Ce qui différencie principalement les différents modes transversaux dans une cavité optique est une forme spatiale puis les pertes par diffraction à chaque aller et retour entre les deux miroirs. La première caractéristique est associée principalement à la complexité du profil spatial de la distribution en amplitude du mode transversal tandis que la seconde caractéristique est associée à l'étendue radiale qu'occupe le mode transversal dans l'espace. Le mode propre ayant les pertes les plus basses est appelé *mode fondamentale* et les modes transversaux avec des pertes élevées et des profils spatiaux plus complexes sont les *modes transversaux d'ordre supérieur*. Finalement, nous expliquerons plus explicitement l'algorithme Fox-Li qui permet d'obtenir seulement le mode propre ayant les pertes par diffraction les plus faibles dans le chapitre 3. Notons toutefois que nous l'utiliserons dans les prochains chapitres pour réaliser une analyse numérique de nos résonateurs optiques. Nous introduisons cependant dans la prochaine section la définition de pertes par diffraction.

1.4.2 Valeurs propres et pertes par diffraction

Une onde transversale qui est tronquée par une ouverture ayant une largeur finie s'étalera toujours en raison de la diffraction lors de sa propagation. De plus, dans un résonateur ouvert muni de miroirs de diamètre fini, une partie du rayonnement s'étendra à cause de la diffraction due aux bords des miroirs après chaque trajet aller et retour. Par conséquent, les pertes par diffraction d'un mode propre dues aux bords des miroirs sont associées à la grandeur de la valeur propre de chaque mode qui est une solution de l'équation intégrale. Un résonateur optique aura toujours une perte de puissance lors de chaque trajet aller-retour. Aussi nous définissons la fraction de puissance perdue par aller et retour pour chaque mode propre du résonateur optique par :

$$P_{nm} = 1 - |\tilde{\gamma}_{nm}|^2. \quad (1.68)$$

Si aucun milieu de gain n'est présent dans le résonateur optique, l'amplitude du mode transversal diminuera de manière exponentielle après plusieurs trajets aller et retour successifs. Nous verrons dans le chapitre 3, que l'algorithme de Fox-Li utilise la notion de pertes par diffraction pour déterminer le mode dominant (i.e. ayant la plus faible perte) à l'intérieur de la cavité.

1.5 Présentation de la thèse

Dans cette thèse, une attention particulière sera portée au contrôle modal des résonateurs optiques à l'état solide munis de miroirs holographiques. L'objectif est de générer des faisceaux optiques de forme quasi-gaussienne et des faisceaux du type Bessel ou Bessel-Gauss. En incluant la présente introduction, cette thèse comprend 5 chapitres.

Dans le chapitre 2, nous présentons des travaux visant à remédier aux problèmes liés au matériau photosensible sur lequel des réseaux holographiques apodisants sont fabriqués. Nous avons utilisé ces réseaux pour la sélection modale dans un résonateur

laser. Nous proposons deux méthodes de fabrication pour produire des éléments holographiques beaucoup plus résistants à la température, à l'humidité et surtout à la densité de puissance ou d'énergie élevée. La première méthode est basée sur un procédé de duplication avec de l'époxy par une cuisson à l'ultraviolet. Cette méthode de duplication s'est avérée être peu reproductible. La seconde méthode basée sur un procédé de gravure à plasma apparaît comme étant la plus appropriée. Bien que ce procédé ait tendance à rendre le profil de la structure périodique rectangulaire, le réseau holographique transféré dans du verre de silice fondue possède toujours sa propriété d'apodisation. Finalement, nous avons introduit ces deux types de réseaux holographiques dans un résonateur optique comme coupleur de sortie en configuration Littrow. Le faisceau produit a un profil en intensité proche de la limite de diffraction (i.e. profil gaussien).

Dans le chapitre 3, nous étudierons, dans un premier temps à partir de simulations numériques basées sur l'algorithme de Fox-Li, les résonateurs optiques munis de miroirs coniques (i.e. axicons). En second lieu, nous étudierons expérimentalement dans différentes configurations ce type de résonateur. Nous montrerons que ce type de résonateur possède une sélectivité angulaire très faible. Cependant, les faisceaux de sortie sont des faisceaux de Bessel. De plus, nous montrerons qu'un léger désalignement du coupleur de sortie introduit de l'astigmatisme qui donne naissance à des faisceaux de sortie du type Mathieu-Gauss ou Bessel-Gauss d'ordre angulaire un. L'intérêt principal de résonateur muni d'un miroir conique est la possibilité d'obtenir un mode circulaire d'ordre élevé pour des applications comme les pièges optiques en physique atomique ou les pinces optiques en biologie.

Dans le chapitre 4, nous présentons une méthode originale pour réaliser des réseaux circulaires. Le montage expérimental est basé sur un interféromètre à une branche dont l'élément principal est un axicon. En effet, un faisceau de Bessel peut être

vu comme la superposition ou l'interférence d'ondes planes sur un cône à un angle spécifique. Dans cette perspective, le faisceau de Bessel produit par ces éléments peut être considéré comme des franges d'interférence circulaires. Nous montrons que l'intérêt pratique de fabriquer un tel élément est que plus la période du réseau est grande plus l'angle caractéristique de l'axicon holographique est petit. En général, il est très difficile d'obtenir des axicons conventionnels avec des angles caractéristiques très petits (i.e. inférieurs à 0.5°). Nous présentons les montages menant à la fabrication de ces éléments. Nous avons par la suite à titre de vérification de principe placé ce type d'élément dans un résonateur optique muni d'un miroir convexe.

Le chapitre 5 contient une brève conclusion dans laquelle nous faisons un bilan des principaux résultats obtenus. Pour conclure, nous présenterons les avenues possibles et les perspectives futures du projet.

Chapitre 2

Étude des résonateurs optiques munis d'un miroir holographique apodisant

2.1 Mise en contexte

Les résonateurs instables conventionnels sont munis de miroirs à bords durs. Ces résonateurs génèrent des faisceaux optiques dont la forme dans le champ proche est similaire à la forme d'un beigne; dans le champ lointain, le profil de faisceau qui se compose d'un pic central intense dominant entouré des plusieurs lobes secondaires. Cette forme caractéristique de faisceau optique est liée à la méthode de couplage par diffraction de ce type de configuration de résonateur optique. Il est possible de minimiser les effets de diffraction par les bords des miroirs en changeant la forme du coupleur de sortie. Bien que plusieurs méthodes aient été proposées [Sie.1], une méthode en particulier a retenu l'attention, soit celle des miroirs à réflectivité variable qui non seulement élimine les problèmes associés aux effets de diffraction dus au coupleur de

sortie mais aussi permet d'augmenter la discrimination modale transversale. La réflectivité de ces miroirs de couplage varie radialement à partir d'un maximum au centre à zéro sur les bords. La réflectivité de ces miroirs est souvent décrite par un profil de réflectivité supergaussien de la forme :

$$R_{sg}(\rho) = R_0 \exp \left[-2 \left(\frac{\rho}{w_n} \right)^{2n} \right]$$

où ρ est la position radiale, n est l'ordre du profil supergaussien, R_0 est la réflectivité au centre du miroir et w_n est la position radiale où la valeur de la réflectivité est égale à $1/e^2$.

Le concept de miroir à réflectivité variable fut introduit en 1965 par Vakhimov [Vak.1] et il fut repris en 1973 par Zuker [Zuk.1]. Leurs travaux théoriques montrent que ce type de résonateur a comme modes propres des fonctions Hermite-Gauss. Une analyse asymptotique des équations intégrales pour ce type de résonateur fut réalisée par Anane'ev [Ana.1], Sherstobitov [Sher.1] et McAlister et al. [McA.1]. La matrice ABCD pour ce type de miroir est introduite par Casperson et al. [Cas.1]; Walsh et al. [Wal.1] ont introduit les paramètres du faisceau sous sa forme complexe.

Sur le plan expérimental, De Silvestri et al. [De S.1] ont fabriqué un miroir plan et miroir courbé avec un profil radial en réflectivité variable et ils les ont utilisés comme coupleur de sortie. Mais la méthode qui a retenu le plus attention est celle de Lavigne et al. [Lav.1] publiée en 1985. Elle consiste à utiliser méthode de déposition de couches minces diélectriques sur un substrat de verre avec un antireflet de chaque côté de celui-ci. Celle-ci a surtout l'avantage d'avoir un seuil de dommage très élevé et d'être utilisable dans les lasers de haute puissance. L'épaisseur des couches varie radialement. Pour obtenir la réflectivité désirée au centre du miroir, ils ont utilisé la théorie des

interférences multiples dans les couches minces diélectriques. Cependant, cette méthode entraîne des distorsions en phase pour les faisceaux transmis et réfléchis de l'ordre de $\lambda/4$ sur les bords du miroir. Il faut aussi noter que pour des valeurs de réflectivité élevées du miroir, bien que le profil de réflectivité réfléchi soit gaussien, il apparaît un affaissement au centre du profil de faisceau transmis.

McCarthy et al. [McC.1] ont étudié ce type de miroir avec un résonateur laser TEA-CO₂ confocal à branche positive et ont obtenu des faisceaux dans le champ lointain sans lobes secondaires. De même, Lavigne et al. [Lav.2] ont utilisé ce miroir dans un résonateur du type Cassegrain et ont obtenu un faisceau à la limite de la diffraction avec une divergence plus petite que celle d'un résonateur instable conventionnel. Snell et al. [Snel.1], en utilisant un résonateur laser Nd:YAG impulsionnel confocal à branche positive, ont obtenu un faisceau similaire à une gaussienne dans le champ proche.

Dans la perspective d'extraire plus d'énergie du milieu de gain, De Silvestri a utilisé des miroirs à réflectivité variable avec un profil dont la forme est une fonction supergaussienne dans un résonateur instable conventionnel. L'avantage de ce type de profil est l'uniformité du profil du faisceau réfléchi (i.e. volume modal plus grand et uniformité du profil en intensité). En utilisant ce type de miroir dans un résonateur laser Nd :YAG, il a obtenu des faisceaux optiques proches de la limite de diffraction avec un profil en intensité uniforme (i.e. flat-top).

Une autre méthode pour réaliser les faisceaux de forme supergaussienne a été proposée par Bélanger et al. [Bel.4]. L'idée repose sur le fait que le front de phase d'un faisceau optique épouse la forme du miroir qui le réfléchit. De ce fait, il est possible de fabriquer des miroirs avec une courbure désirée qui permettrait de modifier à souhait la phase du champ optique. Ainsi, les faisceaux transmis et réfléchis sont modifiés par ce miroir et ont un profil de phase recherché. Ces miroirs asphériques sont nommés *miroirs*

à *gradient de phase*. Notons que ce type de miroir peut avoir une réflectivité très élevée sans avoir l'inconvénient d'avoir un profil de réflectivité menant à un faisceau de sortie avec un affaissement au centre de la distribution. Cependant, leur principal inconvénient est la méthode de fabrication très coûteuse à partir d'une pointe de diamant. Bélanger et al. [Bél.5] ont utilisé ce type de miroir dans un résonateur laser TEA-CO₂ muni d'un coupleur de sortie plan pour produire des faisceaux supergaussiens. Ils ont pu extraire 40% plus d'énergie dans le mode fondamental comparé à un résonateur stable conventionnel. Van Neste et al. [Van.1] ont montré la possibilité d'avoir une extraction en puissance dans un résonateur laser CO₂ continu supérieure de 19% à celle des résonateurs laser conventionnels.

Sur le même principe que les miroirs à gradient de phase, Leger et al. [Leg.1] ont fabriqué des éléments d'optique diffractive permettant de produire des faisceaux avec des profils en intensité arbitraires. Ils ont utilisé ce type d'élément dans un résonateur laser Nd:YAG et ont obtenu des faisceau transmis dont la distribution est quasi-uniforme.

Une autre méthode proposée par Hardy et al. [Har.1] a l'avantage de contrôler simultanément l'amplitude, la phase et la fréquence d'un faisceau optique. Le principe de cette méthode est basé sur l'utilisation d'un réseau de diffraction comme coupleur de sortie où l'ordre -1 est joué le rôle de faisceau réfléchi à l'intérieur de la cavité et l'ordre 0 est le faisceau transmis. Le schéma de principe est illustré à la figure 2.1.

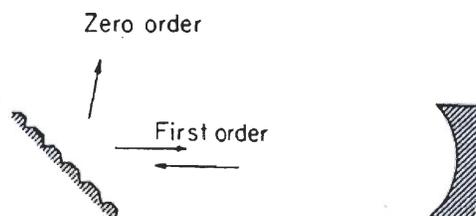


Figure 2.1 : Montage de principe du résonateur optique muni d'un réseau en configuration Littrow étudié par Hardy et al..

Hardy et al. ont étudié numériquement à partir de l'algorithme de Fox-Li [Fox.1] les modes propres d'un résonateur avec un miroir sphérique concave muni d'un réseau linéaire de diffraction comme coupleur de sortie. Deux configurations de résonateurs sont étudiées : le semi-confocal où le rayon de courbure du miroir est le double de la longueur du résonateur et le semi-concentrique où le rayon de courbure du miroir est égal à la longueur de la cavité. La longueur de la cavité est de 625λ et avec un nombre de Fresnel égal à l'unité. Le réseau de diffraction possède une dizaine de rainures et un diamètre de 50λ . Ils montrent que dans le champ lointain les profils radiaux des modes propres fondamentaux sont similaires à ceux d'un résonateur stable. Cependant, l'article n'introduit pas la possibilité pour ces réseaux de diffraction d'avoir une ouverture apodisante. Cependant, le principe d'apodisation *gaussienne* s'applique aussi au réseau de diffraction linéaire. En effet, Siegman [Sie.1] a rapporté dans son livre une méthode basée sur ce type de réseau de diffraction. Ces réseaux sont malheureusement fabriqués à partir d'une méthode de fabrication très coûteuse. Kleeman et al. [Klee.1] ont réalisé des simulations numériques pour connaître les caractéristiques d'un élément d'optique diffractive de profil arbitraire comme un réseau de diffraction apodisant. Il ont fabriqué de manière holographique leurs réseaux de diffraction et les ont utilisés dans un résonateur Nd:YAG. Ils ont constaté que le profil de réflectivité de leurs réseaux était très astigmatique.

En 1999, Massudi et al. [Mas.1] ont proposé une solution pour corriger cette lacune. Ils ont aussi introduit ces réseaux à réflectivité variable dans différentes configurations de résonateurs laser Nd:YAG impulsifs. Ils ont observé des faisceaux de sortie proches de la limite de diffraction (i.e. similaires à un faisceau gaussien). Cependant, ils remarquent que ces réseaux holographiques présentent une difficulté importante à cause du matériau dans lequel ils sont fabriqués. En fait, le seuil de dommage d'un tel élément est très faible, ce qui limite les applications pour les lasers de haute puissance. D'autres travaux sur les réseaux de diffraction à réflectivité variable

ont été réalisés en visant cependant d'autres caractéristiques que l'effet d'apodisation. Les réseaux holographiques à double pas [Lep.1] servent à contrôler le contenu spectral d'une diode laser et ceux à pas variable [For.1, Apr.1] visent le domaine de la spectroscopie.

2.2 Objectifs des travaux sur la fabrication de réseaux apodisés

Dans ce chapitre nous allons faire un bref aperçu des travaux entrepris sur la fabrication de miroirs holographiques ou réseaux holographiques apodisants pour le contrôle modal des résonateurs optiques. L'objectif du projet est de vérifier le principe de la fabrication de réseaux holographiques apodisants par une méthode de duplication et par un procédé de gravure par plasma.

Dans un premier temps, nous présenterons un résumé de la méthode de conception et de fabrication proposée par R. Massudi [Mas.1] pour réaliser les réseaux holographiques.

Dans un second temps, nous présentons la méthode que nous avons développée pour réaliser des répliques d'un réseau holographique et nous caractériserons certains de ses paramètres physiques. Nous proposerons aussi une méthode de fabrication basée sur le transfert de ces réseaux par un procédé de plasma à ions actifs directement dans le verre. Nous caractériserons ces réseaux holographiques qui présenteront un profil de modulation de surface rectangulaire et périodique mais également apodisé.

Finalement, nous présenterons les résultats expérimentaux des faisceaux laser obtenus dans le champ lointain à partir d'un résonateur instable muni d'un réseau holographique apodisé, comme coupleur de sortie en configuration Littrow. Nous

comparerons ainsi avec un profil de modulation de surface sinusoïdal dans le cas d'une réplique et un profil rectangulaire dans le cas d'un transfert par gravure par plasma.

2.3 Conception des miroirs holographiques apodisants

Dans cette section, nous allons décrire mathématiquement la figure d'interférence qui sera enregistrée dans la résine photosensible à partir de la superposition de deux faisceaux optiques ayant un profil radial gaussien de taille $w_1=w_2=w_0$ en incidence dans le plan (xy) sous les angles θ_1 et θ_2 selon l'axe z comme illustré à la figure 2.2. Sur cette figure, la polarisation des deux faisceaux est du type TE. Le champ électrique pour chaque faisceau gaussien dans chacun des systèmes de coordonnées sera donné par l'expression :

$$E(\vec{r}_i) = E_{0i} \frac{q_{0i}}{q_i(z_i)} \exp \left[-jk_w \left(\frac{\rho_i^2}{2q_i(z_i)} - j(k_w z_i - \varphi_i) \right) \right], \quad (2.1)$$

où $\vec{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$, $\rho_i^2 = x_i^2 + y_i^2$, $q_i(z_i) = q_{0i} + z$ et $q_{0i} = \frac{j\pi w_{0i}^2}{\lambda_w}$ pour tout $i=1,2$; w_{0i} est la taille du faisceau à l'étranglement, λ_w est la longueur d'onde et k_w est la grandeur du vecteur d'onde des faisceaux optiques d'écriture et φ_i est une phase arbitraire.

Dans la région d'interférence sur la résine photosensible, nous pouvons faire l'approximation que la distance de recouvrement des deux faisceaux est plus petite que la distance de Rayleigh, impliquant que $q_i(z_i) = q_{0i}$ et que :

$$E_i(\vec{r}_i) = E_{0i} \exp \left[-\frac{\rho_i^2}{w_{0i}^2} - j(k_w z_i - \varphi_i) \right]. \quad (2.2)$$

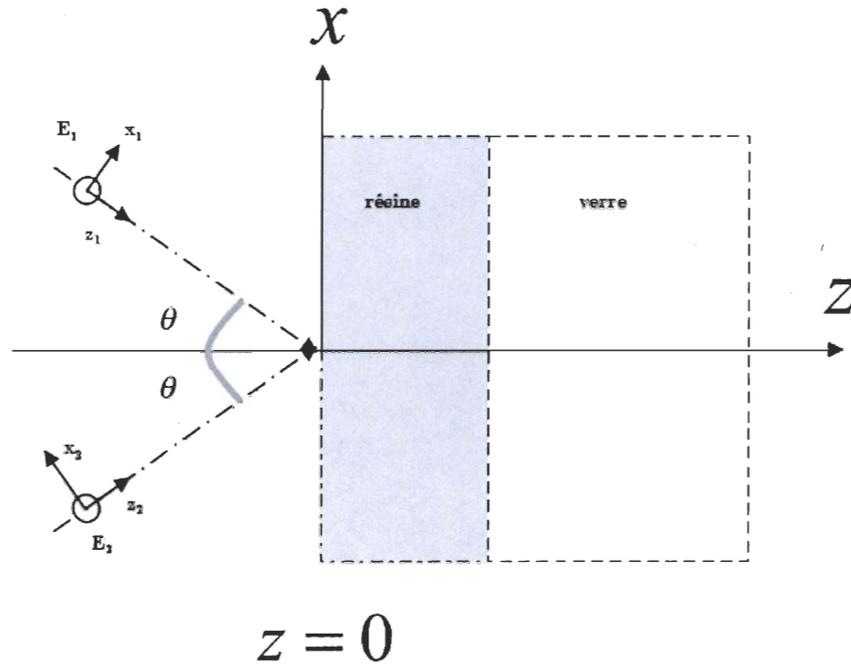


Figure 2.2 : Schéma de la zone d'intersection ou d'interférence des deux faisceaux sur la résine photosensible.

Chaque faisceau arrive sur la résine photosensible avec un angle θ_i . Dans le but de décrire la figure d'interférence des deux faisceaux dans le même système de coordonnées xyz, nous devons procéder au changement de variables suivant :

$$\begin{aligned}
 x_i &= x \cos \theta_i - z \sin \theta_i, \\
 y_i &= y, \\
 z_i &= x \sin \theta_i + z \cos \theta_i,
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

pour tout $i=1,2$. La région d'interférence se localise dans le plan $z=0$. Nous aurons donc :

$$\begin{aligned}
x_i &= x \cos \theta_i, \\
y_i &= y, \\
z_i &= x \sin \theta_i,
\end{aligned} \tag{2.4}$$

pour tout $i=1,2$. En remplaçant dans l'équation (2.2), nous aurons :

$$E(r) = E_0 \exp \left[-\frac{y^2 + (x \cos \theta_1)^2}{w_{01}^2} - j(k_w x \sin \theta_1 - \varphi_1) \right], \tag{2.5}$$

et

$$E(r) = E_0 \exp \left[-\frac{y^2 + (x \cos \theta_2)^2}{w_{02}^2} - j(k_w x \sin \theta_2 - \varphi_2) \right], \tag{2.6}$$

La distribution en intensité des deux faisceaux optiques, en considérant qu'ils sont en incidence avec le même angle $\theta = \theta_1 = -\theta_2$ et en utilisant $w_{01} = w_{02} = w_0 \cos \theta$, est donnée par :

$$I(\vec{r}) = \frac{1}{4} (E_1 + E_2) \cdot (E_1^* + E_2^*). \tag{2.7}$$

Finalement, en $z=0$, nous aurons:

$$I(x, y, z=0) = \frac{E_0^2}{2} (1 + \sin(2k_w x \sin \theta)) \cdot \exp \left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right). \tag{2.8}$$

La figure d'interférence de deux faisceaux gaussiens produit un profil périodique avec une enveloppe gaussienne tel que montré à la figure 2.3. C'est cette enveloppe gaussienne

qui confère au réseau de diffraction la propriété particulière d'apodisation. Dans notre cas, le développement de notre film de résine photosensible est considéré comme étant linéaire, ce qui permet d'obtenir une forme identique à la figure d'interférence dans le matériau. Ainsi, la profondeur $d(x)$ du réseau de diffraction produit peut être décrite par la relation:

$$d(x,y) = \frac{d_0}{2} (1 + \sin(2k_w x \sin \theta)) \cdot \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right). \quad (2.9)$$

Nous pouvons remarquer que la profondeur $d(x,y)$ du réseau sinusoïdal varie une enveloppe gaussienne dans les deux directions transversales.

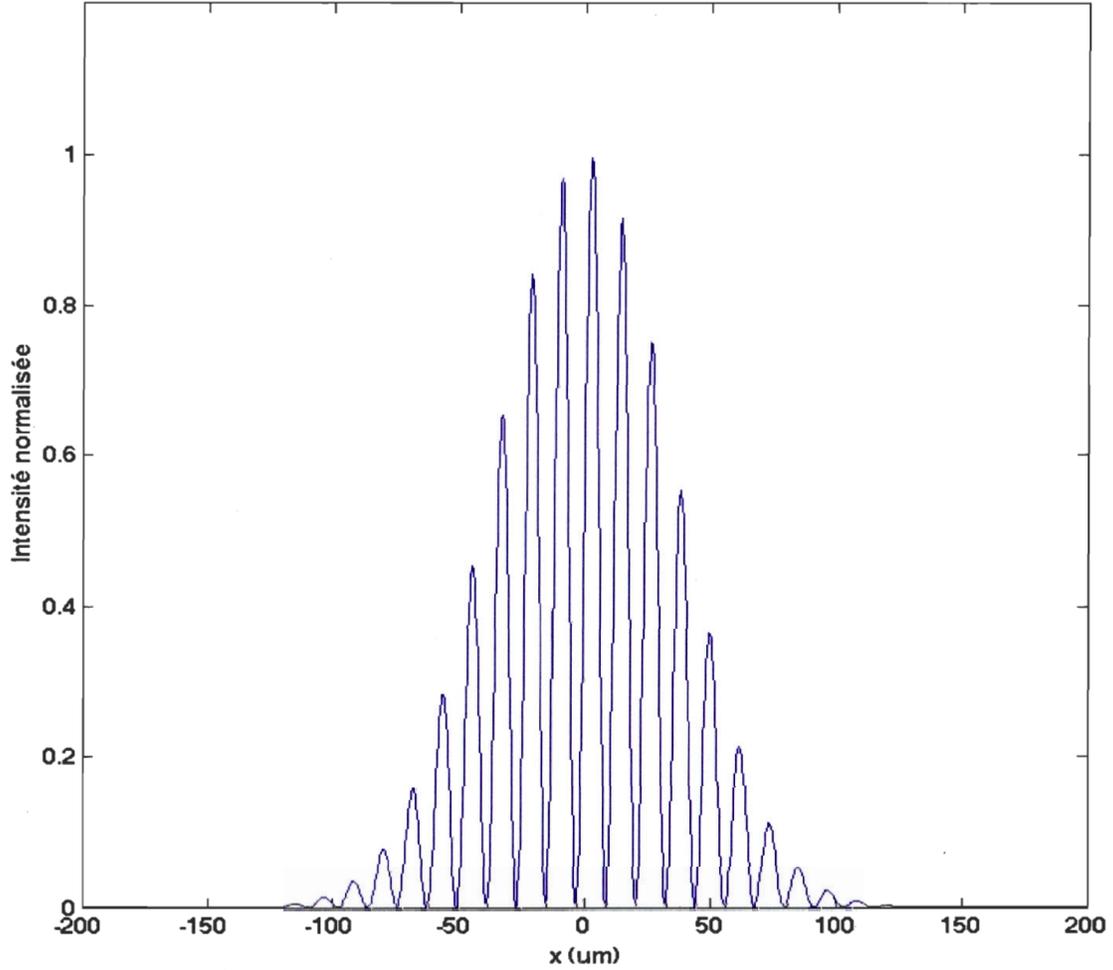


Figure 2.3 : Figure d'interférence des deux faisceaux gaussiens sur la résine photosensible pour $\lambda_w = 413 \text{ nm}$, $w_0 = 50 \mu\text{m}$ et $\theta = 1^\circ$.

2.4 Fabrication des miroirs holographiques

2.4.1 Préparation des substrats et déposition de la résine photosensible

Nous présentons dans les sections qui vont suivre les différentes étapes pour la réalisation des réseaux holographiques apodisants. La première étape est inspirée de la méthode proposée par R. Massudi [Mas.1] dans sa thèse pour la fabrication de réseaux holographiques dans la résine photosensible. Nous avons cependant changé certaines étapes pour introduire le principe de la méthode de fabrication par duplication.

Dans notre cas, nous avons utilisé des substrats d'une qualité de surface de $\lambda/2$ à 633 nm sur lesquels une couche de résine photosensible mince a été déposée. Ces substrats ont été préalablement nettoyés avec un liquide savonneux MICRO-90 spécialement fait pour la microfabrication, puis rincés à l'eau distillée et à l'alcool isopropanol. Chacune de ces étapes a été suivie d'un bain aux ultrasons de 5 minutes afin de déloger les résidus et les poussières organiques à la surface du substrat et ceci sans endommager cette surface. Afin d'éviter toute trace d'alcool isopropanol sur la surface du substrat, une tirette munie d'un moteur pas à pas permet de retirer lentement les substrats à l'intérieur du bécher d'alcool isopropanol. Les substrats sont transférés dans un four à convection à 90°C pendant environ 5 minutes afin de faire évaporer tout éventuel résidu de solvant à la surface du substrat.

La déposition de la résine photosensible fournit une couche mince uniforme et sans défaut. L'épaisseur du film en fonction de la vitesse de rotation de la centrifugeuse est illustrée à la figure 2.4. L'uniformité maximum de film est généralement atteinte entre les vitesses de rotation de 3500 tr/min et 5500 tr/min pour une épaisseur entre 1.0 et 1.4 micromètre. Dans notre cas, nous avons utilisé la résine photosensible de série Microposit S1813 avec une épaisseur de film de l'ordre de 1.4 micromètre à 3500 tr/min. L'épaisseur du matériau déposé est vérifiée à partir d'un profilomètre DEKTAK II qui montre que l'épaisseur mesurée est de l'ordre de 1.38 micromètres, à 20 nanomètres près. Après la déposition, le film de résine contient une certaine concentration de solvant qui dépend de la résine, du solvant, de l'épaisseur du film et de la technique utilisée pour la

déposition. Un recuit à 90° C est réalisé après la déposition. Un premier recuit réduit la concentration de solvant en vue d'améliorer l'adhérence au substrat, de minimiser les dommages en surface au cours du développement et d'éliminer les bulles formées au cours des processus thermiques (gravure à sec).

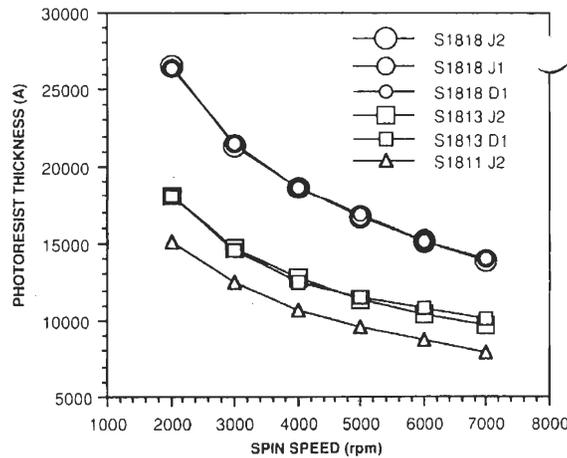


Figure 2.4 : Variation de l'épaisseur de la résine photosensible en fonction de la vitesse de la centrifugeuse (graphique fourni par la compagnie Shipley).

2.4.2 Enregistrement de la figure d'interférence

Nous avons utilisé un laser à ions de krypton de longueur d'onde 413 nm pour l'inscription de nos réseaux de diffraction. Le montage interférométrique est illustré à la figure 2.5. Il est composé d'un sténopé de 150 micromètres (P_1) qui produit une figure d'Airy et un faisceau ayant un front d'onde divergent. Ce faisceau laser incident est alors divisé en deux par le séparateur de faisceau 50/50 à la longueur d'onde 413 nm et à un angle de 45°. Deux miroirs ayant un revêtement métallique en argent placés à une distance de 100 mm l'un de l'autre renvoient les deux faisceaux vers le support du substrat afin que leur intersection se situe sur un substrat test. L'intersection des deux faisceaux sur le substrat test produit la figure d'interférence désirée. La distance entre les miroirs et le support du substrat est de $d_1=d_2=515\text{ mm}$. Ces distances sont déterminées en respectant la relation de Bragg pour la configuration Littrow:

$$\sin\theta_B = \frac{\lambda_w}{2\Lambda} \quad (2.10)$$

où λ_w est la longueur d'onde d'enregistrement, Λ est la période du réseau et θ_B est l'angle de Bragg correspondant. La configuration Littrow tire profit d'un ordre de diffraction unique, soit l'ordre -1 (mis à part la réflexion spéculaire, i.e. l'ordre 0), pour la longueur d'onde considérée avec une efficacité de diffraction optimisée pour cet ordre de diffraction. Ceci nous assurera un couplage optimal car l'ordre -1 est retourné dans le résonateur optique et l'ordre 0 est récupéré comme faisceau utile. Dans notre cas, la longueur d'onde d'enregistrement λ_w est de 413 nm pour la source laser à ions de krypton. Le pas du réseau Λ requis est de 1 μm pour notre source laser Nd:YAG à la longueur d'onde de 1064 nm. L'angle de Bragg correspondant θ_B est de 11.9°, soit un angle de 23.8° entre les deux bras du montage interférométrique.

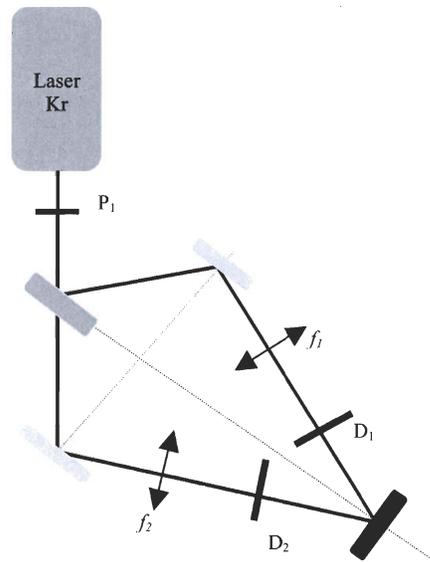


Figure 2.5 : Schéma du montage utilisé pour l'inscription des réseaux holographiques apodisants.

Le séparateur de faisceau ne divise pas tout à fait la densité de puissance du faisceau de manière égale. Afin de remédier à cette lacune, un atténuateur de densité 0.2 est mis dans le bras où la densité de puissance est la plus grande afin d'obtenir un contraste maximal sur la figure d'interférence. Afin de fixer les fronts d'onde des faisceaux, deux lentilles ayant un antireflet à large spectre dans le domaine du visible et de distance focale respective $f_1=400\text{ mm}$ et $f_2=500\text{ mm}$ sont placées dans chaque bras de l'interféromètre.

Nous nous sommes intéressés dans notre projet aux miroirs holographiques plans. Deux diaphragmes ajustables D_1 et D_2 sont placés justes après les deux lentilles dans chaque bras respectif afin de filtrer les lobes secondaires de la figure d'Airy. Les faisceaux filtrés ont des profils en intensité similaires à ceux d'un faisceau gaussien. Il faut aussi noter que la symétrie du montage interférométrique est importante. Elle assure que la distance entre le miroir et le support à substrat soit identique dans les deux bras comme illustré à la figure 2.5. En pratique, il existe toutefois une asymétrie des bras; les chemins optiques dans chaque bras sont légèrement différents mais doivent obligatoirement respecter la longueur de cohérence de la source laser à ions de krypton. Dans notre cas, la longueur de cohérence est de l'ordre de 30 cm suite à la présence d'un étalon de Fabry-Perot dans la source laser.

Certaines propriétés de la résine doivent être prises en considération lors de l'enregistrement : le temps d'exposition, la densité de puissance du faisceau laser et l'absorption à la longueur d'onde d'enregistrement. Le temps d'exposition varie entre 100 ms et 1000 ms pour des puissances de 5 à 20 μW dans chaque bras de l'interféromètre. La résine photosensible S1813 peut être exposée à des sources lumineuses dans une plage spectrale de 350 nm à 450 nm. Les propriétés spectrales de cette résine photosensible ont aussi été optimisées pour l'utilisation à la longueur d'onde de 436 nm. À la longueur

d'onde d'enregistrement de 413 nm, le coefficient absorption du matériau est de l'ordre de 60% comme illustré à la figure 2.6.

Après l'exposition, nous effectuons un développement de la résine photosensible dans une solution diluée à un rapport de 1/10 d'une solution Shipley A303. La résine photosensible est ensuite recuite dans un four à convection à 120 °C pendant 1 heure; nous pouvons obtenir le même effet après 5 minutes sur une plaque chauffante à la même température.

Le recuit est réalisé après le développement pour augmenter les caractéristiques thermiques, chimiques et physiques de la résine photosensible et la stabilité des structures inscrites dans celle-ci pour résister, par exemple, à la gravure par plasma. Les réseaux de diffraction obtenus sont finalement recouverts d'une couche mince de métal (cuivre) d'une épaisseur de 125 nm.

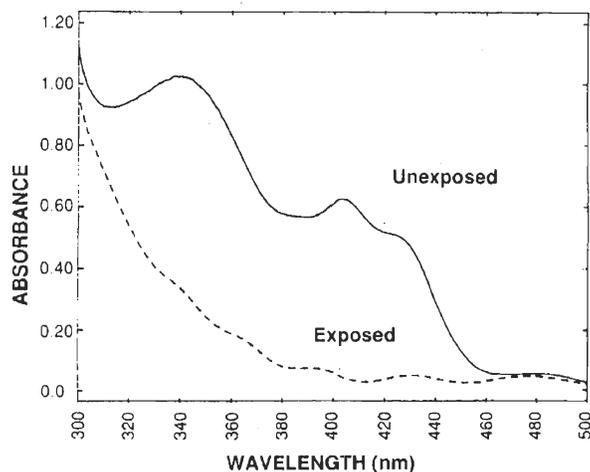


Figure 2.6: Courbes de l'absorption en fonction de la longueur d'onde pour la résine photosensible S1813 exposée et non exposée fournies par la compagnie Shipley.

2.4.3 Caractérisation des réseaux de diffraction obtenus

Après le processus de fabrication, nous devons caractériser les réseaux de diffraction en réflexion à partir du profil en surface de la structure et des profils spatiaux de réflectivité. Le profil en surface de la structure périodique est obtenu à partir d'un microscope à force atomique (AFM) de la compagnie Quesant. Cet outil peut être très utile pour l'optimisation des réseaux de diffraction en réflexion à partir de la mesure de leur profondeur. Nous présentons ci-dessous l'image d'un réseau de diffraction obtenue à partir de l'AFM. Nous avons réalisé un balayage de la surface du réseau de diffraction de $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ comme illustré aux figures 2.7 à 2.9. Nous montrons aussi une image en trois dimensions de la structure périodique obtenue, tel qu'illustré à la figure 2.9. Une analyse à partir d'une coupe du profil en deux dimensions (voir à la figure 2.8) montre une période mesurée de 1038 nm.

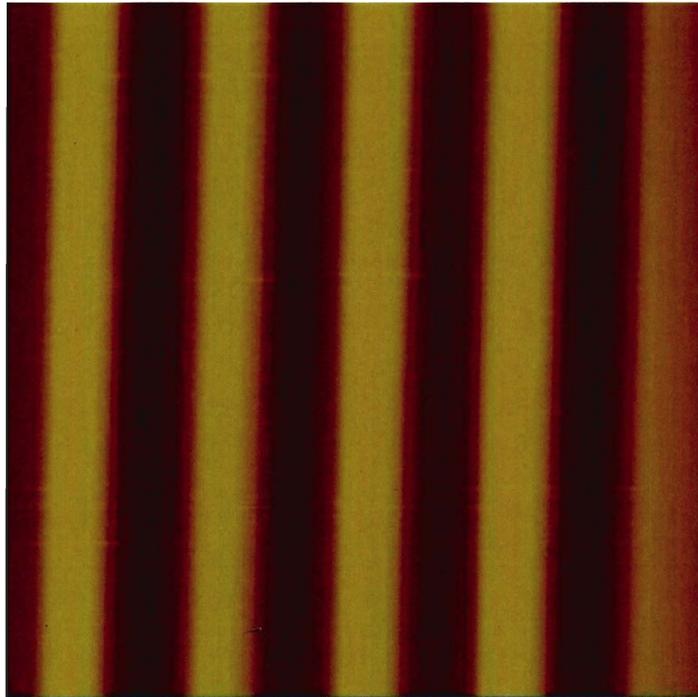


Figure 2.7 : Image en deux dimensions d'un réseau sinusoïdal produit de manière holographique (dimension de l'image : $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$).

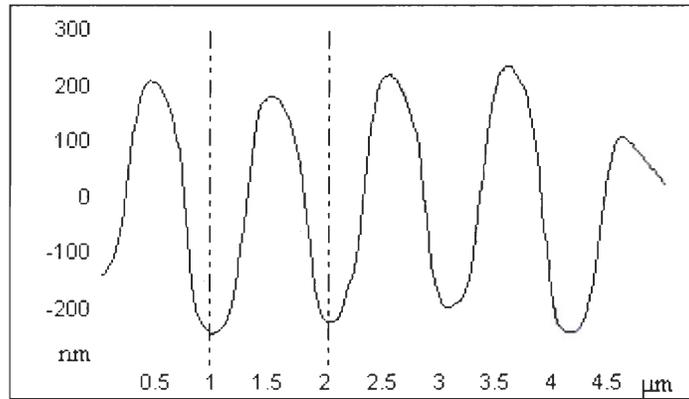


Figure 2.8 : Vue en coupe d'un réseau produit de manière holographique. La période mesurée est de 1038 nm.

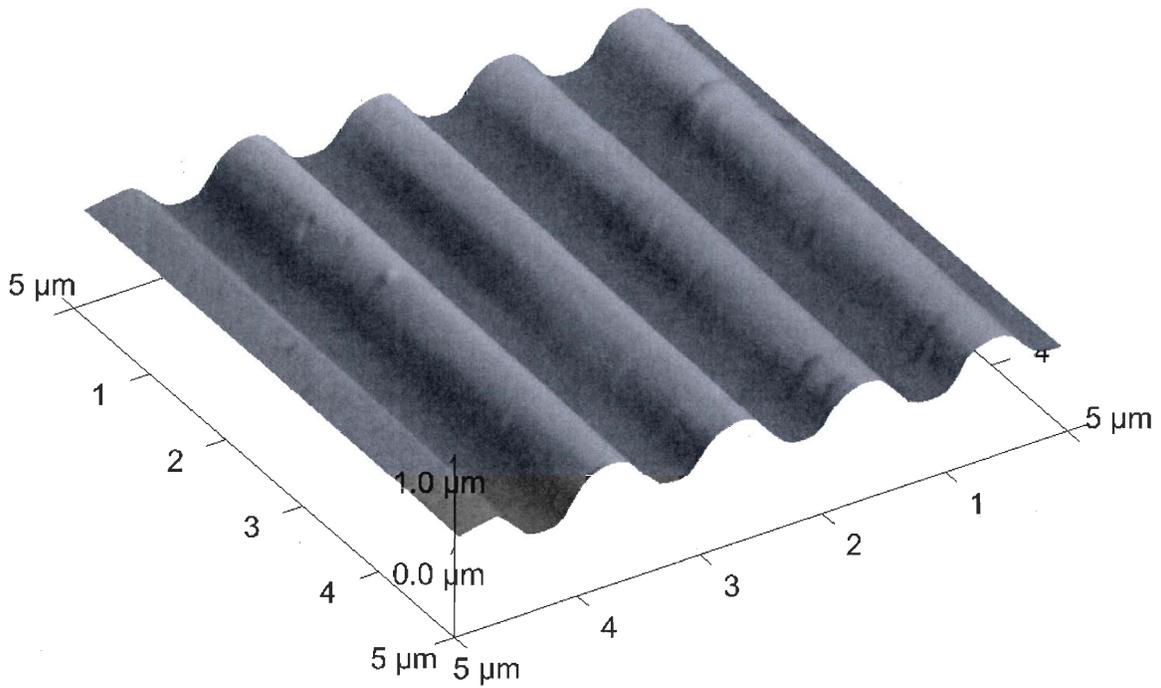


Figure 2.9 : Image en trois dimensions d'un réseau produit de manière holographique dans la résine photosensible.

2.5 Fabrication des répliques et gravure par plasma

2.5.1 Méthode de duplication

Rappelons que cette méthode de duplication a été développée dans le but de remplacer la résine photosensible par un matériau plus résistant aux densités de puissance élevées d'une source laser mais aussi aux paramètres physiques de l'environnement comme l'humidité, la lumière et la température. Les étapes de cette méthode de duplication sont représentées schématiquement à la figure 2.10. La première étape (fig. 2.10 (1)) consiste à fabriquer des réseaux holographiques selon la méthode décrite à la section 2.4. Nous avons réalisé une pièce mécanique composée de trois parties dont deux en métal et la partie centrale fabriquée en téflon. La pièce supérieure possède une ouverture permettant de verser l'époxy à cuisson par ultraviolet. La partie centrale permet de créer la réplique comme illustré à la figure 2.9. La partie inférieure permet de maintenir le substrat où est fabriqué le réseau de diffraction. Les deux pièces métalliques prennent en « *sandwich* » la pièce de téflon, le temps de réaliser la réplique (fig. 2.10 (2)). Après une cuisson à l'ultraviolet d'au moins une heure, la pièce de téflon est dégagée entre les deux pièces de métal. Il ne reste donc que la réplique à l'intérieur de la pièce de téflon et le substrat de verre recouvert de résine et d'une couche mince métallique. Le tout est placé dans un bain de développeur à résine photosensible pendant au moins 24 heures. Le développeur attaque la résine photosensible en la dissolvant. Par la suite, il ne reste plus qu'à retirer le surplus de la couche mince métallique et de récupérer par extraction la réplique (fig. 2.10 (3)). Le processus de duplication permet de réduire de façon substantielle le coût des réseaux. Cependant, cette méthode est malheureusement longue et peu reproductible, bien qu'elle remédie temporairement aux problèmes liés à la densité de puissance ou d'énergie élevée.

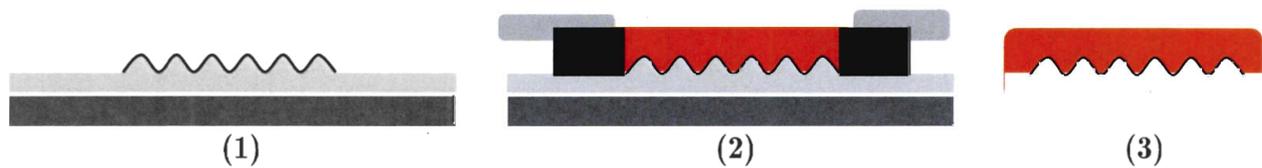


Figure 2.10 : Les différentes étapes du procédé de duplication par époxy

2.4.2 Gravure par plasma

La gravure par plasma est une gravure physico-chimique mettant en jeu à la fois un bombardement ionique et une réaction chimique entre le gaz ionisé et les surfaces du substrat. Les atomes du gaz réagissent avec les atomes de la résine photosensible déposée sur le substrat pour former un composé volatil qui sera évacué par le système de pompage. La gravure par plasma est aussi appelée *gravure à ions réactifs* (ou Reactive Ionic Etching (RIE)) ou encore *gravure sèche* par opposition à la *gravure humide* de matériau en solution chimique. Le réglage des différents paramètres (pression, puissance, température, polarisation) permet de donner plus ou moins d'importance à l'un ou l'autre des processus de gravure. Il est également possible d'obtenir des gravures isotropes ou anisotropes : les réactions chimiques entre le gaz et le matériau du substrat produisent une gravure sélective et isotrope alors que l'érosion de la surface due au bombardement ionique est anisotrope et non sélective (des bords quasi droits peuvent être obtenus en privilégiant la gravure mécanique due aux chocs des ions avec le matériau). Par le choix des gaz réactifs, fluorés ou chlorés, une large gamme de matériaux peut être gravée.

Avant de procéder à la gravure sèche, il faut faire un recuit de l'échantillon soit pendant 5 minutes sur une plaque chauffante à 120°C ou pendant une heure dans le cas d'un four à convection à 120°C. Il faut aussi faire un recuit dans un four à ultraviolet pendant 10 minutes afin de durcir la surface de la résine photosensible. Ceci permet

d'avoir une gravure sèche plus linéaire. Dans notre cas, nous avons utilisé un mélange de gaz réactifs fluorés CH_3F et de O_2 à 10%. Le rapport (i.e. taux) de la gravure dans la silice fondue sur la résine photosensible (i.e. sélectivité) de Shipley S1813 est de 1.23 pour un temps de gravure de 20 minutes. Remarquons que la taux de gravure du procédé varie en fonction du temps de gravure. Le temps de gravure pour nos échantillons est de 40 à 60 minutes. La gravure à plasma nous a donc permis de transférer une structure périodique produite dans le matériau photosensible à l'intérieur d'un verre. Cette méthode de transfert a comme avantage d'être définitive et insensible aux paramètres physiques environnementaux tels que l'humidité, la température et la lumière; de plus, elle permet d'utiliser des densités d'énergie et de puissance élevées.

Nous présentons les résultats expérimentaux obtenus à partir de ce procédé à la figure 2.11. Nous remarquons que le procédé permet de garder la même période de 1038 nm dans les mêmes conditions d'écriture. Mais il faut noter que le profil sinusoïdal de la structure est perdu au détriment d'un profil rectangulaire. À la figure 2.12, nous pouvons observer la coupe de l'image des réseaux à profil de surface rectangulaire.

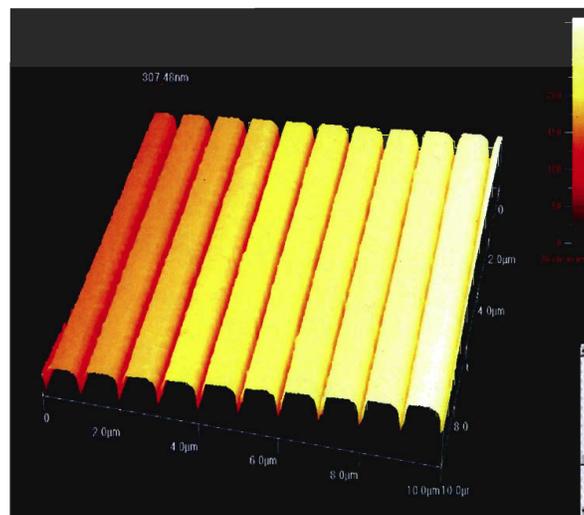


Figure 2. 11 : Images en trois dimensions d'un réseau transféré dans du verre par le procédé de gravure par plasma.



Figure 2. 12 : Coupe de l'image en deux dimensions d'un réseau à profil rectangulaire de période 1.038 μm transféré dans du verre par le procédé de gravure par plasma.

Nous pouvons observer à la figure 2.13 les profils spatiaux des faisceaux réfléchis par des réseaux à profil rectangulaire pour plusieurs temps d'exposition. Les profils sont très similaires à un profil spatial gaussien pour des temps d'exposition entre 100 ms et 600 ms. Au-delà, nous pouvons observer une dégradation au centre du profil du faisceau réfléchi avec un temps d'exposition $T = 700$ ms.

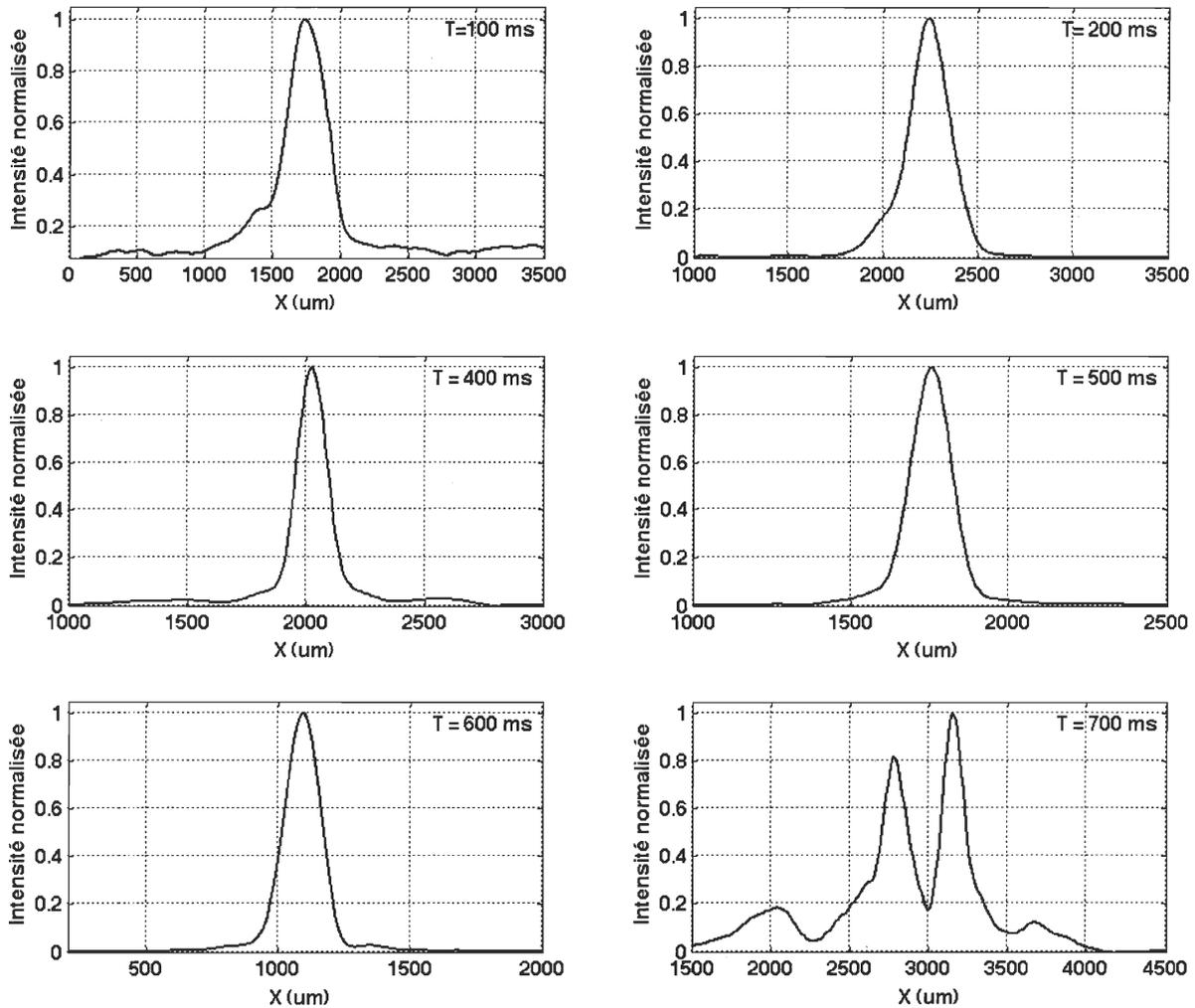


Figure 2. 13 : Profil spatial du faisceau réfléchi par un réseau à profil rectangulaire pour un temps d'exposition $T=100$ ms à 700 ms à une puissance de $P=70 \mu\text{W}$.

2.6 Vérification de principe : résonateur optique muni d'un miroir holographique

2.6.1 Résonateur instable muni de miroirs plan et convexe conventionnels

La figure 2.14 montre une représentation schématique d'une cavité laser munie d'un miroir plan avec une réflectivité de 30 % et d'un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m à la longueur d'onde de 1064 nm; le miroir convexe a une réflectivité de 90% à

cette longueur d'onde. La longueur de la cavité est de $L=300\text{ mm}$. Nous n'avons placé aucun diaphragme à l'intérieur de la cavité.

La caméra CCD a été placée après des atténuateurs absorbants, permettant ainsi de diminuer l'intensité du faisceau à la sortie du laser. L'image montrée à la figure 2.15 représente la distribution transversale en intensité du faisceau de sortie d'un résonateur muni d'un miroir convexe. L'image CCD de dimension $11.2 \times 9.5\text{ mm}^2$ (cf. fig. 15(a)) correspond à la distribution transversale en l'intensité dans le champ proche. Pour des tensions de 1 à 1.8 KV pour les lampes flash, l'énergie maximale de sortie varie de 8.3 mJ à 491.5 mJ mesurée avec un joulemètre pyroélectrique ED-200 de GENTEC.

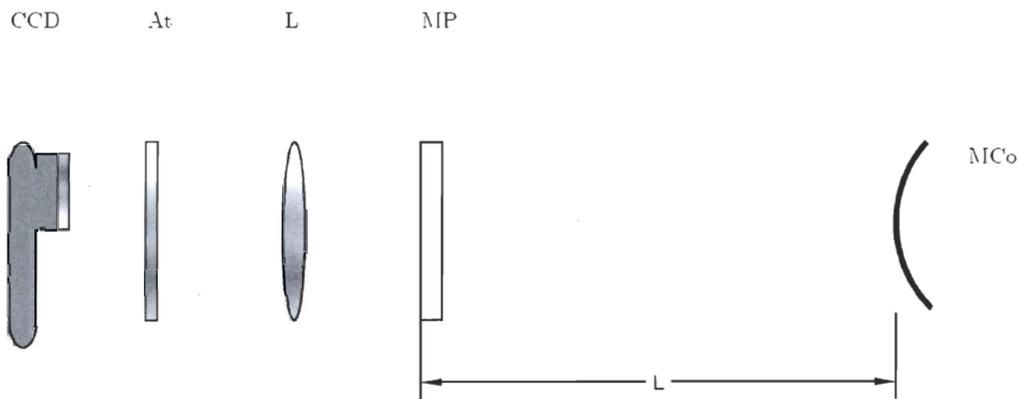


Figure 2.14 : Représentation schématique du montage d'un résonateur muni d'un miroir convexe et d'un miroir plan pour la mesure dans le champ lointain.

Nous pouvons constater que cette distribution est de forme irrégulière en raison de l'effet de diffraction dû aux bords du milieu amplificateur (cf. fig. 2.16(a) et 2.16(b)). L'énergie de sortie est de 72 mJ.

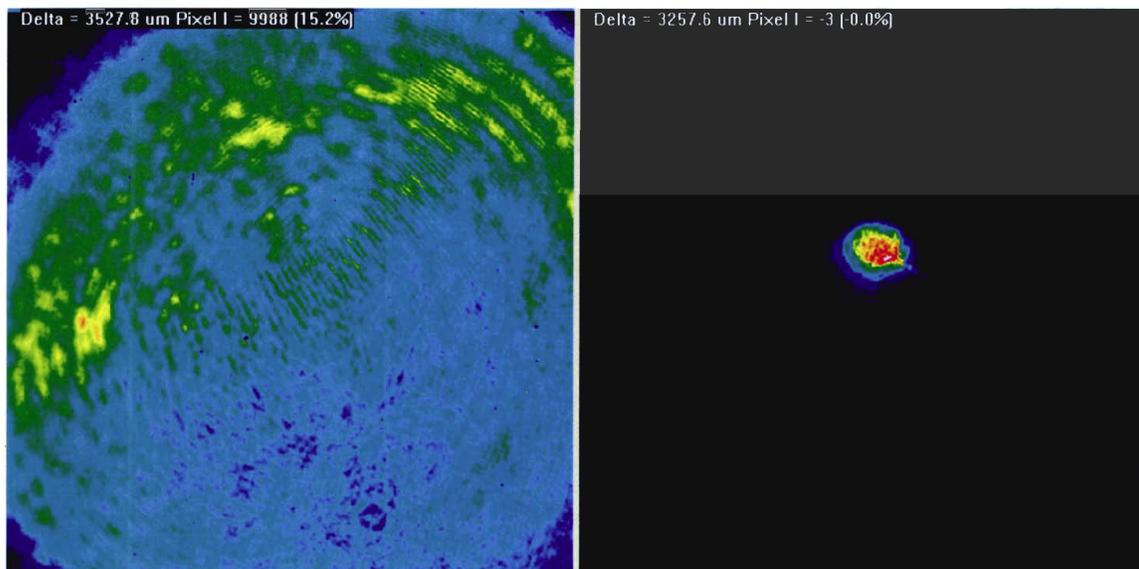
Considérons un faisceau gaussien de taille initiale w_0 qui est focalisé par une lentille de distance focale f . La taille effective w_e dans le plan focal est calculée à partir de la relation :

$$w_e = \frac{4\lambda f}{\pi w_0}$$

Pour un faisceau laser arbitraire, il est d'usage de définir le rapport de la taille effective mesurée w_m du faisceau laser (i.e. expérimentalement) sur la taille effective calculée w_e par la relation précédente pour définir un nombre est appelé *nombre de la limite de diffraction* [Sie.1] qui sera noté *TDL* (i.e. « *times diffraction limited* »). Ainsi, nous avons :

$$TDL = \frac{w_m}{w_e}$$

Le mode transversal est dit gaussien lorsque ce nombre est égal à l'unité et le faisceau laser est à *la limite de diffraction*.



(a)

(b)

Figure 2.15 : Image CCD de 11,2 x 9,5 mm² (non à l'échelle) de la distribution bidimensionnelle d'intensité (a) dans le champ proche pour une cavité de longueur 300 mm et (b) dans le champ lointain produit par

une lentille de focale $f=100\text{ mm}$ pour un résonateur instable muni d'un miroir plan et convexe de rayon de courbure $R=-5\text{ m}$.

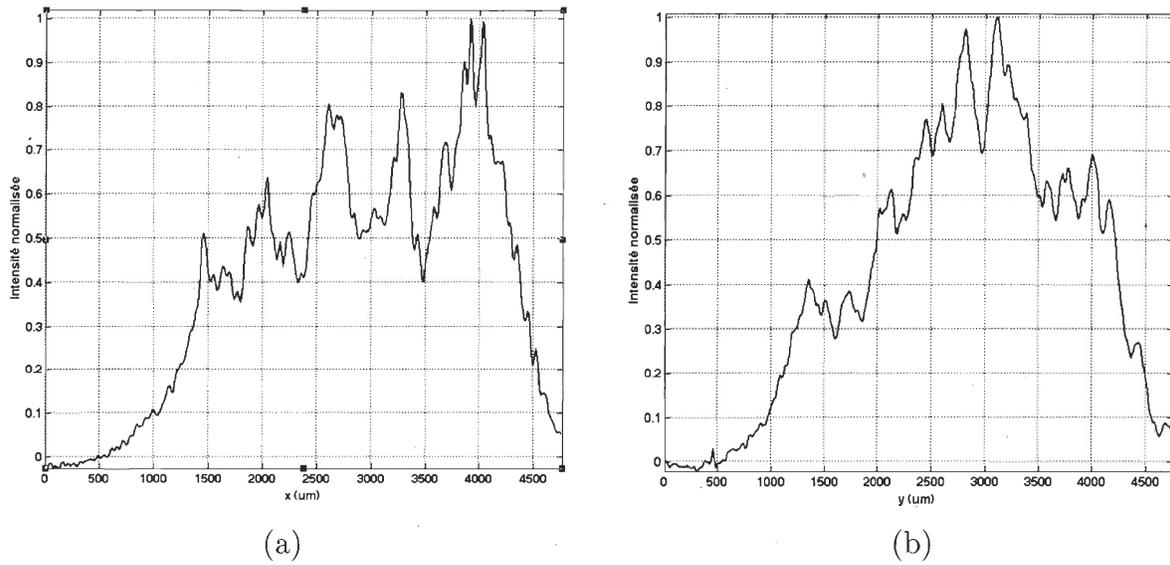


Figure 2.16 : Coupe du profil spatial du faisceau de sortie, dans le champ proche, d'un résonateur laser muni d'un miroir plan de réflectivité de 30% à 1064 nm et d'un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m et d'une réflectivité de 90% à 1064 nm (a) selon l'axe x et (b) selon l'axe y.

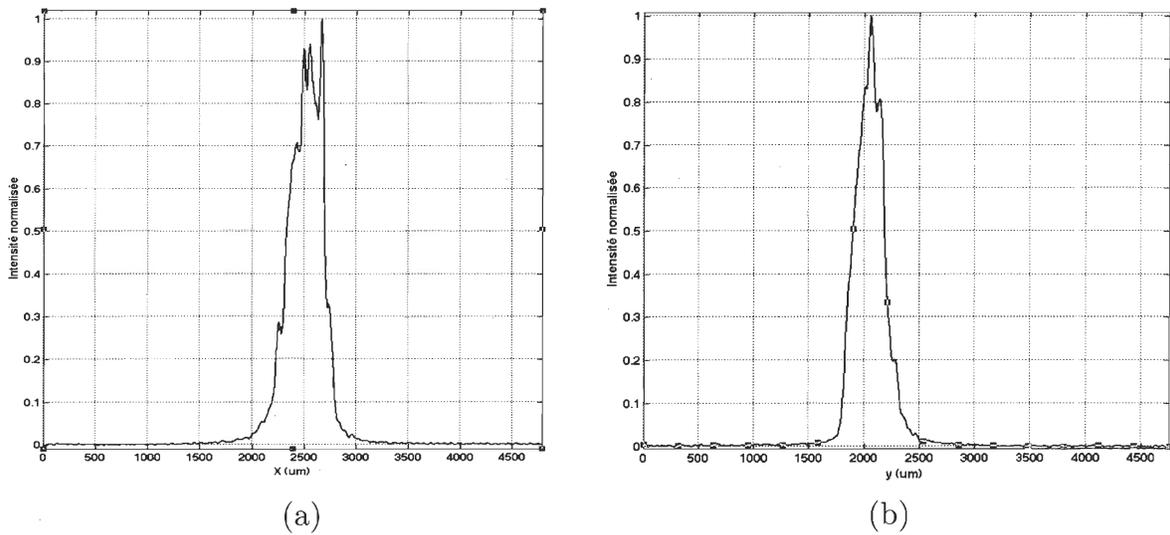


Figure 2.17 : Coupe du profil spatial du faisceau de sortie, dans le champ lointain, d'un résonateur laser muni d'un miroir plan de réflectivité de 30% à 1064 nm et d'un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m et d'une réflectivité de 90% à 1064 nm (a) selon l'axe x et (b) selon l'axe y.

L'image CCD de dimension $11.2 \times 9.5 \text{ mm}^2$ (cf. fig. 15(b)) correspond à la distribution transversale d'intensité dans le champ lointain produite par une lentille de focale $f=100 \text{ mm}$. Les tailles effectives dans le champ proche sont, selon l'axe, des x de 3.5 mm et, selon l'axe de y , de 3.52 mm . Dans le champ lointain nous avons mesuré des tailles effectives de $500 \mu\text{m}$ selon l'axe des x et $450 \mu\text{m}$ selon l'axe des y . Les nombres de la limite de diffraction sont de 12.92 selon l'axe des x et de 11.7 selon l'axe des y . Nous pouvons conclure que cette distribution est non gaussienne (cf. fig. 2.17(a) et 2.17(b)). Nous pouvons dire que le fonctionnement du laser est probablement multimode dans ce cas.

2.6.2 Résonateur optique instable muni d'un miroir holographique

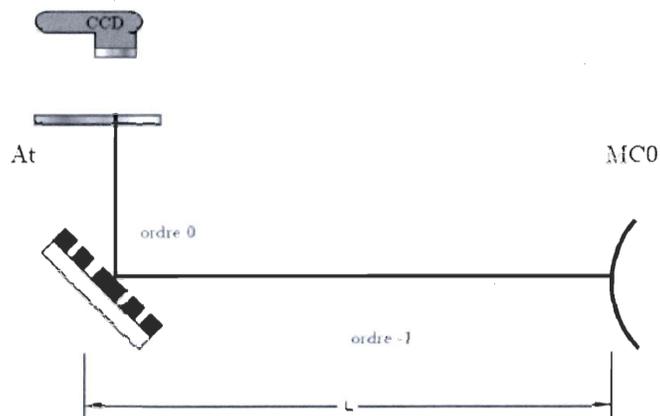


Figure 2.18 : Représentation schématique du montage d'un résonateur muni d'un miroir convexe et d'un miroir holographique plan pour la mesure dans le champ lointain.

La figure 2.18 montre une représentation schématique d'une cavité laser munie d'un miroir holographique apodisant (i.e. fabriqué par gravure sèche) et d'un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m . La cavité se compose d'un réseau holographique apodisant à profil rectangulaire (RC) de période $1.038 \mu\text{m}$. Nous avons placé à la distance $L=300$

mm un miroir convexe (MCo) semi-réfléchissant ayant réflectivité de 90% à la longueur d'onde de 1064 nm. La caméra CCD a été placée après des atténuateurs absorbants permettant ainsi de diminuer l'intensité du faisceau à la sortie du laser.

L'image illustrée à la figure 2.19 représente la distribution transversale en intensité du faisceau de sortie d'un résonateur muni d'un miroir holographique fabriqué par procédé de gravure sèche. L'image CCD de dimension 11.2 x 9.5 mm² n'est pas à l'échelle et correspond à la distribution transversale de l'intensité dans le champ proche (cf. fig. 2.19(a)). L'énergie de sortie mesurée dans ce cas est de 68 mJ. La taille effective du faisceau dans le champ proche est de 1.8 mm selon l'axe de x et 1.9 mm selon l'axe de y.

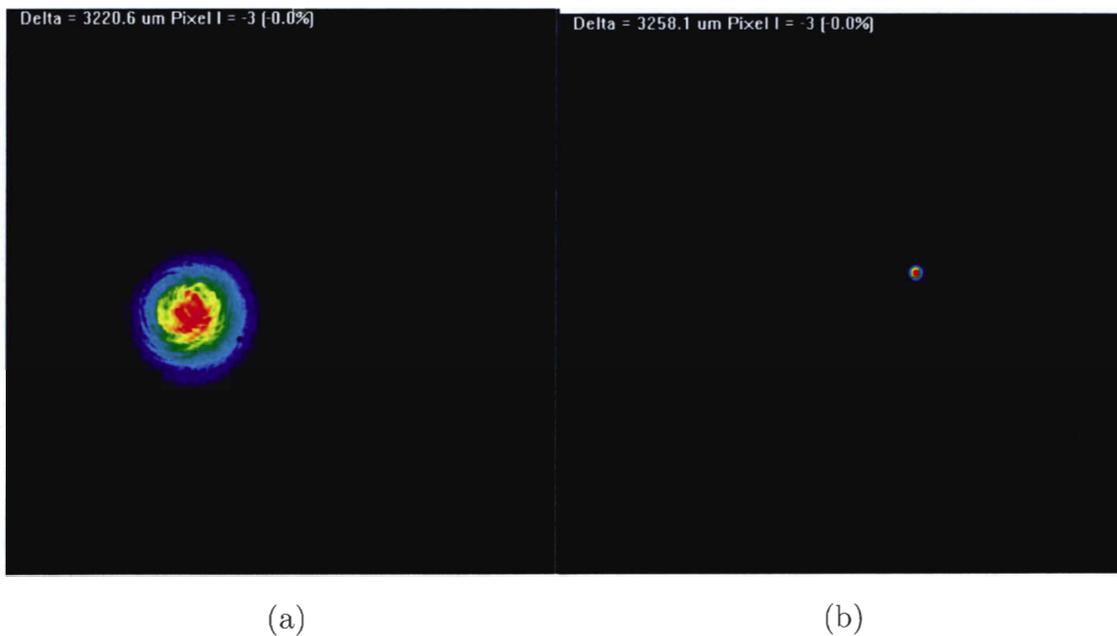


Figure 2.19 :Image CCD de 11,2 x 9,5 mm² (non à l'échelle) de la distribution d'intensité (a) dans le champ proche; (b) dans le champ lointain produite par une lentille de focale f=100 mm pour un résonateur instable muni d'un miroir holographique apodisant produit par gravure.

Nous avons mesuré une taille effective du faisceau de 85 μm selon l'axe de x (cf. fig. 20c) et 90 μm selon l'axe des y (cf. fig. 20d) dans le champ lointain. La distribution spatiale

d'intensité dans le champ lointain (cf. fig. 2.19(b)) est produite par une lentille de focale $f=100\text{ mm}$. Les nombres de la limite de diffraction associés dans ce cas sont, selon x , $\text{TDL}_x= 1.12$ et, selon y , $\text{TDL}_y= 1.33$. Nous pouvons conclure que nous sommes proches de la limite de diffraction et déduire que cette distribution est très proche d'un profil spatial gaussien (fig. 20c et fig. 20d).

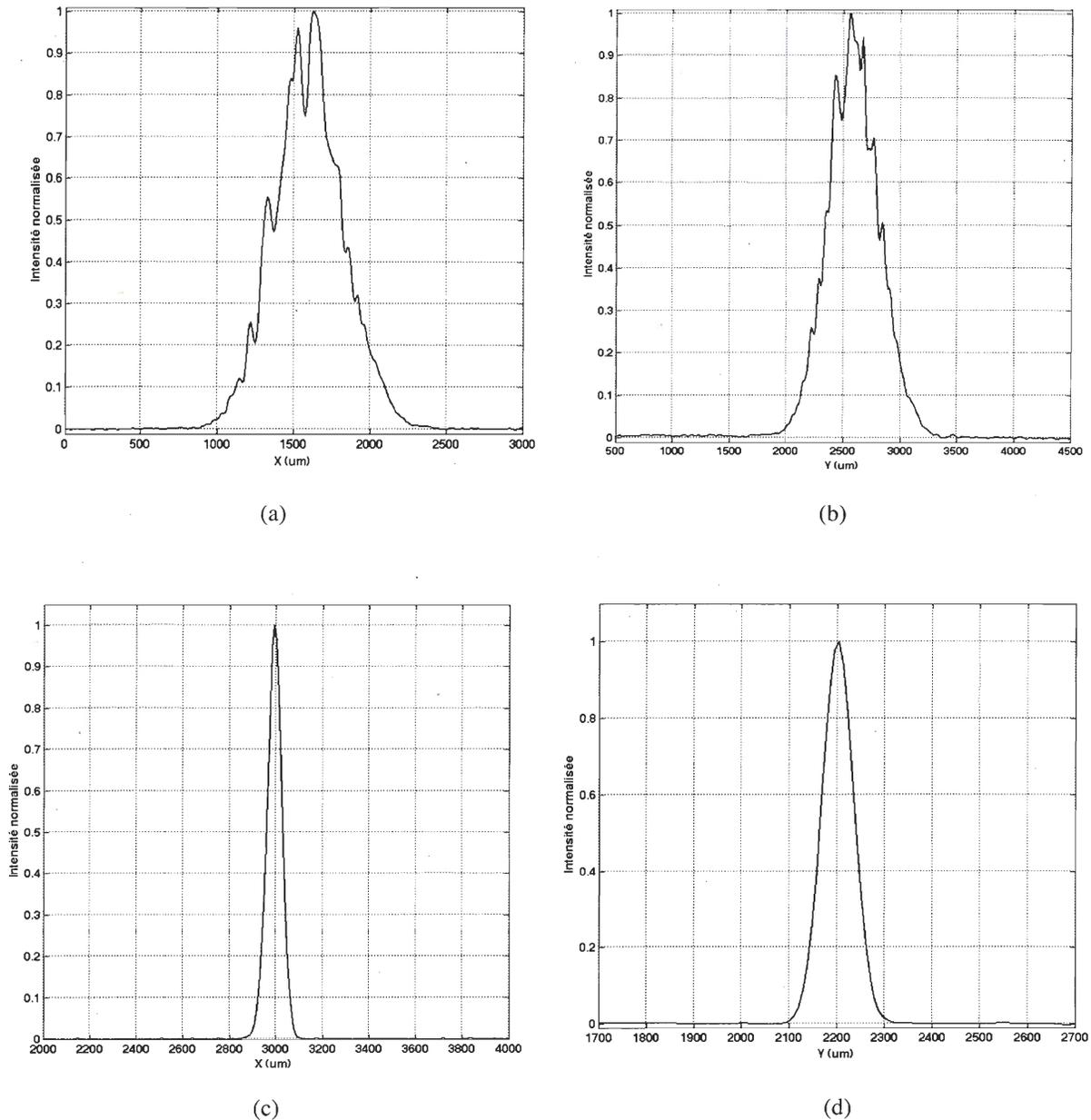


Figure 2.20 : Coupe du profil spatial du faisceau de sortie (fig. 2.19), selon l'axe x et selon l'axe y , d'un résonateur laser muni d'un miroir convexe de 90% à 1064 nm et d'un miroir holographique plan dans le champ proche (a) et (b) et dans le champ lointain (c) et (d).

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un bref aperçu des travaux entrepris sur la fabrication des miroirs holographiques ou réseaux holographiques apodisants à travers deux procédés : par *duplication par cuisson d'époxy à l'ultraviolet* et la *gravure sèche*.

Le procédé par duplication avec l'époxy a donné des résultats intéressants pour remédier aux problèmes liés aux paramètres physiques associés à l'environnement qui endommageaient à long terme la résine photosensible. Cependant, il faut noter que, bien que peu coûteuse à la fabrication, le procédé de duplication possède principalement une lacune au niveau de la durée de la fabrication et de la reproductibilité des réseaux.

La seconde méthode nous apparaît alors plus appropriée sur le plan de la fabrication et elle est reproductible à volonté. Bien que la durée par le procédé de gravure sèche soit moins longue, il faut noter qu'il est possible d'enregistrer plusieurs réseaux holographiques. Nous avons constaté dans un premier temps que le transfert des réseaux de diffraction à profils sinusoïdaux dans du verre de silice fondue change le profil sinusoïdal en un profil rectangulaire sans n'avoir aucune incidence sur la période initiale du réseau produit dans la résine. Cependant, le profil des faisceaux réfléchis du réseau apodisant à profil rectangulaire est très similaire à des profils gaussiens pour des temps d'exposition entre 100 ms et 600 ms. Placé en configuration Littrow comme coupleur de sortie d'un résonateur optique instable, ce type de réseau apodisant à profil rectangulaire a mené à un faisceau de sortie dans le champ lointain avec un profil proche de la limite de diffraction (i.e. similaire à celui d'un faisceau gaussien).

Chapitre 3

Étude des résonateurs laser munis de miroirs coniques

3.1 Revue de littérature sur les résonateurs à faisceaux de Bessel

Ces dernières années, plusieurs configurations de résonateurs laser ont été explorées afin de produire des faisceaux Bessel. Nous présentons dans cette section une revue des différents travaux tant expérimentaux que théoriques sur les résonateurs à faisceaux Bessel ou Bessel-Gauss.

En 1978, M. Rioux et al. [Rio.1] sont les premiers à avoir publié des travaux sur les modes d'oscillation d'un résonateur optique muni d'un axicon. Le dispositif expérimental tel qu'illustré à la figure 3.1(a) représente schématiquement le montage de ce laser CO₂ TEA. Un axicon est utilisé comme le réflecteur total, et un coupleur plan transmet partiellement le faisceau circulant dans la cavité. Ils ont montré que l'intérêt de ce type de résonateur est la possibilité de sélectionner des modes circulaires d'ordre élevé.

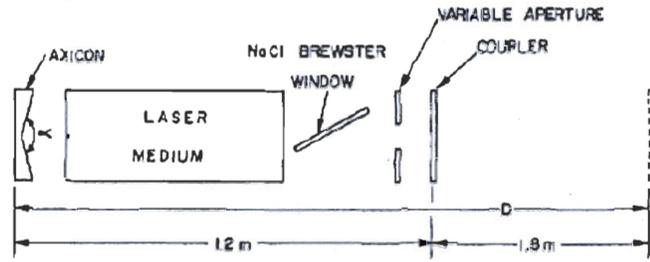


Figure 3.1(a) : Schéma expérimental utilisé par M. Rioux et al. [Rio.1] où un résonateur laser est muni d'un miroir conique.

En 1989, K. Uehara et al. [Ueh.1] ont pu générer des faisceaux quasi non-diffractants à partir d'un laser à ions d'argon en se basant sur le principe utilisé par Durnin qui combine une lentille et une fente annulaire. La figure 3.1(b) ci-dessous illustre le schéma expérimental proposé par K. Uehara et al. [Ueh.1].

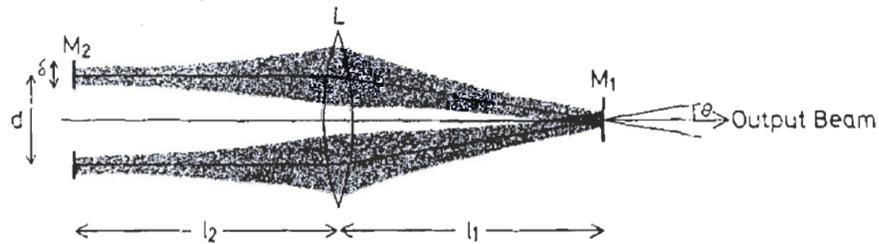


Figure 3.2 (b): Schéma expérimental proposé par K. Uehara et al. [Ueh.1] d'un résonateur laser basé sur le principe de la génération d'un faisceau Bessel utilisé par Durnin. M₁: miroir de sortie, M₂: miroir annulaire de diamètre moyen d et de largeur δ , L: lentille conventionnelle de distance focale f. Les distances de l_1 et l_2 sont égales à f.

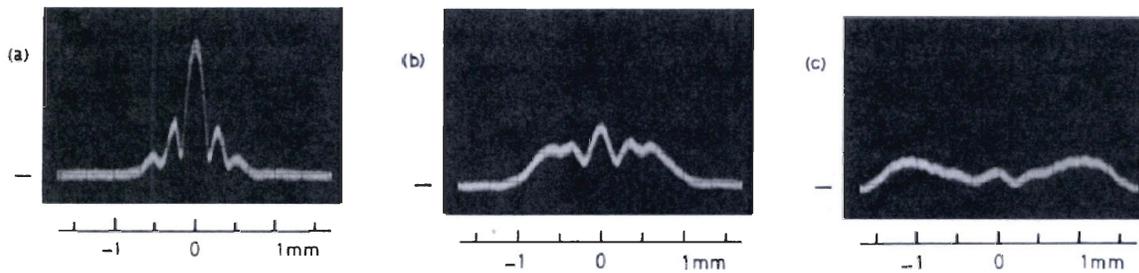


Figure 3.3 : Profils radiaux en intensité obtenus par K. Uehara et al. [Ueh.1] d'un résonateur laser basé sur le principe de la génération d'un faisceau Bessel proposé par Durnin pris à $z=11$ cm, 50 cm et 1m où z est la distance à partir du coupleur M_1 .

La cavité optique est formée d'une lentille intracavité, d'un coupleur de sortie et d'un miroir annulaire. Les distances entre les deux miroirs sont choisies de façon à ce que qu'elles soient égales à la distance focale de la lentille. Les résultats de leurs travaux montrent à la sortie un faisceau laser formé par un pic central dominant entouré de deux lobes secondaires annulaires. Les distributions en intensité et les caractéristiques de propagation sont identiques à celles prévues pour les faisceaux Bessel-Gauss publiés par Gori et al. [Gor.1].

En 1991, J. Jabczynshi [Jab.1] a proposé d'utiliser un milieu de gain annulaire à l'intérieur d'un résonateur confocal (cf. figure 3.4). Cette conception avait comme objectif de générer des faisceaux de Bessel pour accélérer des particules. Ces travaux théoriques lui ont permis d'estimer la zone «*sans diffraction*». Cependant, la réalisation d'un milieu de gain de forme annulaire apparaît être la principale difficulté pratique.

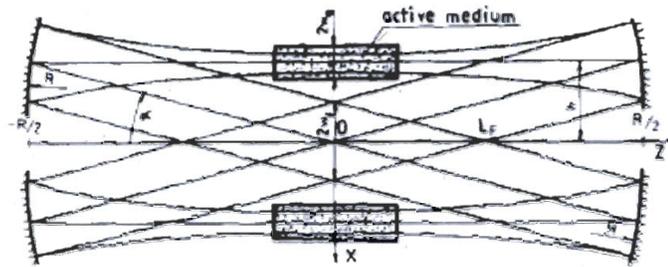


Figure 3.4 : Schéma du résonateur laser proposé par J. Jabczynski [Jab.1] pour la génération d'un faisceau de Bessel.

En 1992, A. Onae et al. [Ona.1] ont publié des travaux expérimentaux portant sur la génération de faisceaux non diffractants par un laser à CO_2 avec une cavité optique formée par un miroir concave et un coupleur de sortie avec une haute réflectivité (99.4%) à l'extérieur et une réflectivité plus faible (94.5%) au centre. Le schéma expérimental est illustré à la figure 3.5. Ils ont observé un profil radial en intensité à la sortie composé d'un lobe central dominant entouré d'un unique lobe secondaire annulaire (cf. figure 3.6). La comparaison des caractéristiques du faisceau de sortie avec les profils radiaux calculés par simulation numérique à partir de l'intégrale de Huygens-Fresnel a montré des similarités avec le comportement en propagation des faisceaux Bessel-Gauss. L'inconvénient de ces schémas de résonateur est que le recouvrement du mode et du milieu de gain est limité et l'efficacité d'extraction d'énergie est généralement faible.

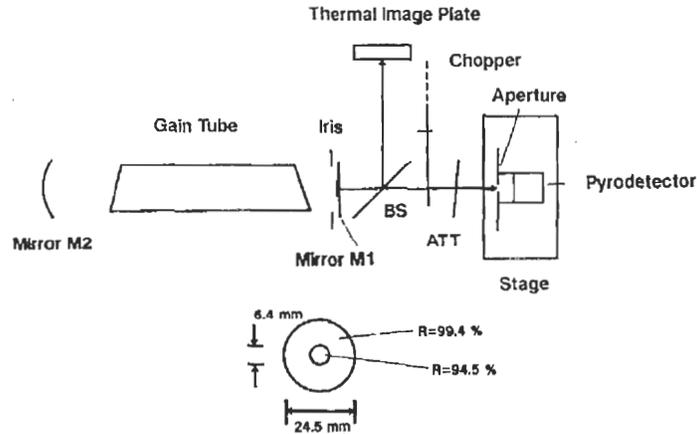


Figure 3.5 : Schéma du montage expérimental d'un résonateur à faisceaux Bessel-Gauss à CO_2 proposé par A. Onae et al. [Ona.1] muni d'un miroir spécial ayant une réflectivité au centre de 94.5% et en périphérie de 99.4%.

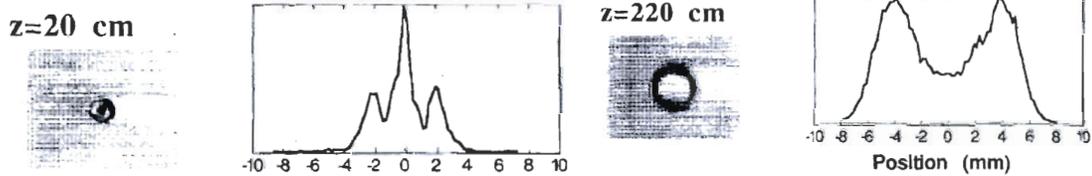


Figure 3.6: Profils radiaux en intensité observés expérimentalement par Onae et al.

En 1998, P. Pääkkönen et al. [Pää.1] ont étudié théoriquement la possibilité d'utiliser la technique basée sur la conception des miroirs à gradient de phase [Bel. 1] pour réaliser des résonateurs à faisceaux Bessel-Gauss. En 2001, J. Rogel-Salazar et al. [Rog.1] proposent une nouvelle configuration de résonateur optique générant des modes Bessel-Gauss en se basant sur l'interprétation d'un faisceau Bessel comme étant une onde stationnaire formée dans une région d'interférence entre des ondes coniques convergentes et divergentes. Dans cette perspective, ils ont présenté une configuration d'un résonateur optique muni d'un miroir plan et d'un *axicon convexe* utilisé en transmission dont la base du cône est recouverte d'une couche métallique, ou d'un *axicon concave* dont le cône est recouvert dans ce cas par une couche métallique. Ils expliquent que le mode généré correspond à la superposition des ondes coniques

modulées par une fonction similaire à une cloche qui est le profil du mode de plus faible perte dans le cas d'un résonateur optique muni de deux miroirs plans. Ils ont analysé les modes d'une telle cavité à partir de l'algorithme de Fox-Li [Fox.1] et ils ont démontré qu'une telle configuration produit des faisceaux similaires à des modes Bessel-Gauss.

En parallèle à ces travaux, A. Khilo et al. [Khi.1] ont proposé une configuration de résonateur identique à celle proposée par J. Rogel-Salazar et al. [Rog.1], à un détail près, où leur analyse se base sur un axicon convexe avec un miroir concave à l'arrière (ce résonateur sera montré plus loin à la figure 3.16). A. Khilo et al. [Khi.1] ont présenté des relations analytiques entre les paramètres du résonateur et les caractéristiques des modes propres (cf. section 3.3). Leur analyse montre qu'un mode propre unique oscillera dans le résonateur optique si et seulement si le coupleur de sortie est de petites dimensions. En pratique (cf. fig. 3.7), ils ont montré la possibilité de générer des faisceaux Bessel avec une source laser dont le milieu de gain est une cellule de rhodamine 6G en solution dans l'alcool émettant aux longueurs d'onde se situant entre 560 nm et 568 nm. La longueur de la cellule est de 35 mm. Le résonateur optique se compose d'un miroir plan semi-réfléchissant comme coupleur de sortie et d'un axicon ayant un angle conique de 0.9° et un diamètre de 3 mm. La surface formant la base du cône est semi-réfléchissante pour permettre le pompage du milieu de gain avec la seconde harmonique (532 nm) d'une source laser Nd:YAG laser opérant en un mode fondamental. Le faisceau pompe incident a un profil en intensité gaussien avec un rayon de 1,5 mm et une divergence proche de la limite de diffraction. La concentration de la solution de rhodamine 6G a été choisie de manière à ce que le faisceau de pompe soit absorbé presque complètement au cours d'un trajet à travers la cellule. La distribution spatiale et le profil radial en intensité du faisceau généré dans les champs proche et lointain sont illustrés dans à la figure 3.8. Ils rapportent avoir observé à la sortie un faisceau Bessel d'ordre zéro. La distribution radiale en intensité dans le champ lointain produit avec une lentille comme illustré à la figure 3.8(b) montre plusieurs faisceaux annulaires. La double structure annulaire dans le

domaine des fréquences spatiales indique qu'il existe, selon eux, deux faisceaux Bessel avec différents angles coniques dans le résonateur.

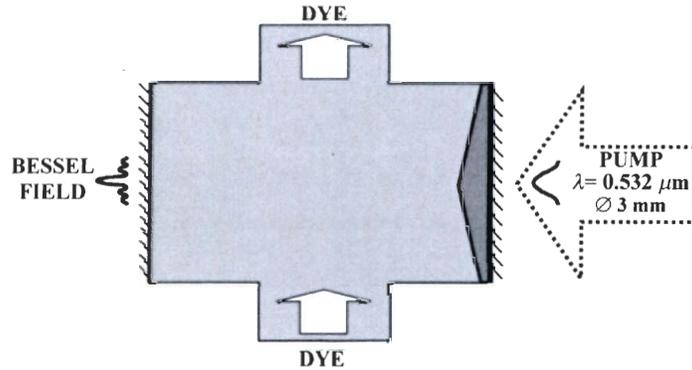


Figure 3.7 : Schéma d'un laser à colorant qui génère un faisceau Bessel proposé par A. Khilo et al. [Khi.1].

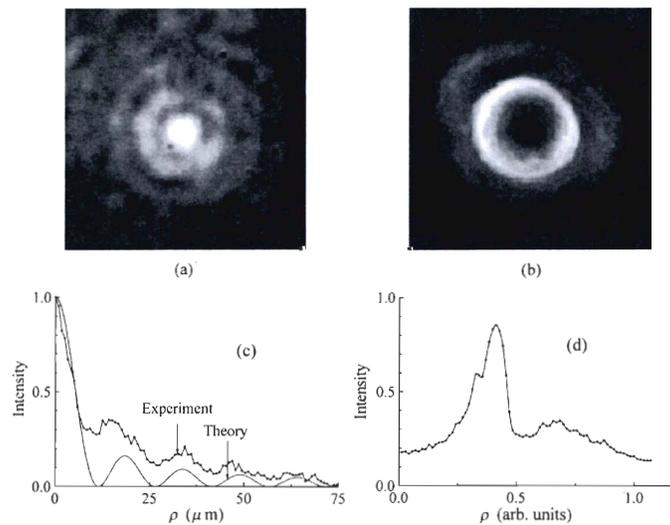


Figure 3.8 : (a) Image de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ proche. (b) Image de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales. Profils radiaux en intensité dans les champs proche (c) et lointain (d). Ces résultats ont été obtenus avec le montage illustré à la figure 3.7[Khi.1].

En 2002, P. Muys et al. [Muy.1] ont réalisé une analyse numérique succincte pour un laser à CO₂ muni d'un axicon et ils montrent à leur tour que le mode de plus faibles pertes dans ce type de résonateur est un mode Bessel-Gauss d'ordre angulaire nul. En

2003, Gutiérrez-Vega et al. [Gut.1] ont publié une analyse plus formelle et plus détaillée sur les résonateurs à faisceaux Bessel-Gauss en prolongeant l'analyse à des résonateurs optiques passifs munis d'un miroir sphérique et d'un miroir conique.

À la même période, C. L. Tsangaris et al. [Tsa.1] ont proposé un résonateur muni d'un coupleur de sortie de forme convexe et d'un miroir conique afin de remédier aux effets d'apodisation introduits dans le profil en intensité de sortie par des cavités optiques munies de miroirs plans ou de miroirs concaves. Ainsi, ils ont montré dans leurs travaux la possibilité, à partir d'un résonateur muni d'un miroir conique, de générer des faisceaux laser ayant un profil radial proche de celui d'une fonction de Bessel. Les travaux publiés par R. I. Hernández-Aranda et al. [Her.1] sur la théorie des résonateurs optiques instables à faisceaux Bessel viennent prolonger l'analyse de C. L. Tsangaris et al. [Tsa.1] mais de manière plus rigoureuse en utilisant les techniques matricielles pour déterminer les valeurs propres, donc les pertes par diffraction du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur. Leurs conclusions sont en accord avec l'interprétation de C. L. Tsangaris et al. [Tsa.1] sur le fait que ce type de configuration peut produire des modes dont le profil radial est très similaire à celui d'une fonction de Bessel. Un autre constat très intéressant au sujet de cette configuration réside dans le fait qu'elle possède une meilleure discrimination modale vis-à-vis l'oscillation des modes transversaux d'ordre supérieur, ce qui favorise le mode fondamental. Cette discrimination est supérieure à celle des résonateurs stables à faisceaux Bessel-Gauss.

En 2004, A. Hakola et al. [Hak.1] montrent expérimentalement la possibilité d'obtenir un faisceau Bessel-Gauss d'ordre angulaire nul à partir de la cavité optique d'un laser Nd:YAG pompé par une diode laser munie d'un élément diffractif. Le profil de surface de l'élément diffractif est montré à la figure 3.9. La tige de Nd:YAG, de 5 mm de long et 3 mm de diamètre, est pompée avec une diode laser 2 W à 808 nm. Une des extrémités du cristal est recouverte par des couches minces diélectriques afin d'obtenir

une haute réflectivité à la longueur d'onde laser de 1064 nm et une haute transmission à 808 nm pour le faisceau de pompe. La diode laser produit une puissance de 1,3 W. Environ 95% de cette puissance a été absorbée dans le cristal de YAG.

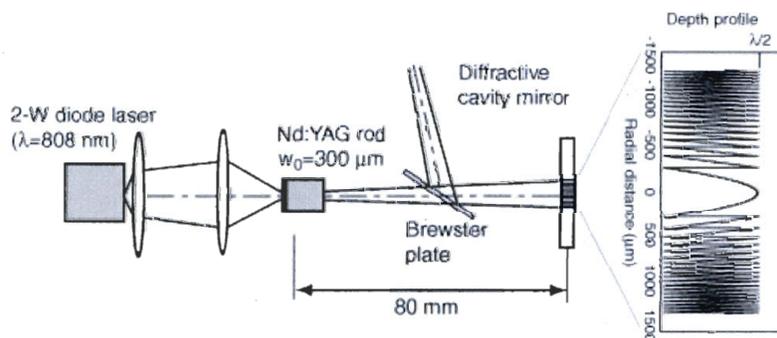


Figure 3. 9 Représentation schématique de la cavité laser Nd:YAG pour la génération de faisceaux Bessel-Gauss proposé par A. Hakola et al. [Hak.1] .

La structure diffractive a un diamètre de 2,7 mm et a été fabriquée dans un substrat de silice fondue en utilisant la lithographie électronique (sur 32 niveaux) et la gravure ionique réactive. La profondeur moyenne de l'élément est 543 nm, ce qui signifie une erreur d'environ 2% de la profondeur théorique de 532 nm. Cet élément diffractif a été recouvert d'une couche de 5 nm de chrome pour l'adhérence et d'une couche de 130 nm d'or. Les profils radiaux en intensité mesurés, dans le champ proche (fig. 3.10a) et dans le champ lointain (fig. 3.10b), obtenus par par A. Hakola et al. [Hak.1] corroborent les profils radiaux en intensité théoriques d'un mode Bessel-Gauss d'ordre angulaire nul.

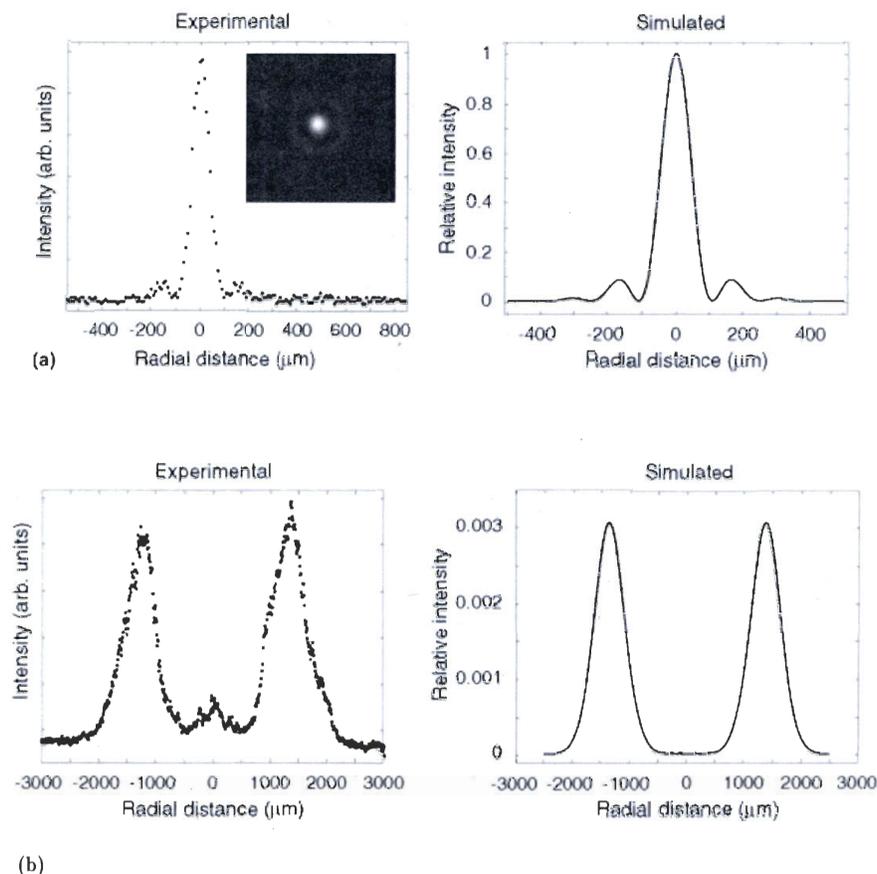


Figure 3. 10 : Profils radiaux en intensité mesurés et théoriques dans le champ proche (a) et dans le champ lointain (b) obtenus par par A. Hakola et al. [Hak.1]

Plus récemment, en 2007, F. Wu et al. [Wu.1] ont montré qu'un laser Nd: YAG muni d'un résonateur avec un coupleur de sortie plan et un axicon convexe opérant en régime déclenché (cf. figure 3.11) . Ils ont généré à partir de ce résonateur laser des impulsions dont la durée est de l'ordre de quelques nanosecondes et un profil transversal en intensité similaire à un faisceau Bessel-Gauss. Un film de bi-4 diméthyl leaminodithiobenzénol-nickel (BDN) est utilisé comme élément pour l'opération «Q-switched». Le résonateur est formé par une cavité linéaire de longueur de 28 cm ayant un milieu de gain de 80 mm de long et 5 mm de diamètre. La surface plane de l'axicon a un revêtement de haute réflectivité pour la longueur d'onde de 1064 nm. Il a été fabriqué dans du verre K9 ayant un indice de réfraction de $n=1.506$ avec un angle caractéristique de 0.5° . Un sténopé est utilisé pour limiter la taille du faisceau et éliminer

les modes d'ordres supérieurs. Les figures 3.12a et 3.12b montrent les résultats expérimentaux obtenus par F. Wu et al. [Wu.1].

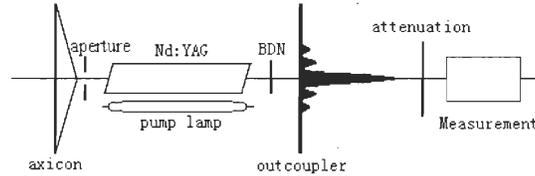


Figure 3.11: Schéma du résonateur optique utilisé par F. Wu et al. [Wu.1] muni d'un miroir plan et d'un miroir conique d'angle $\alpha=0.5^\circ$.

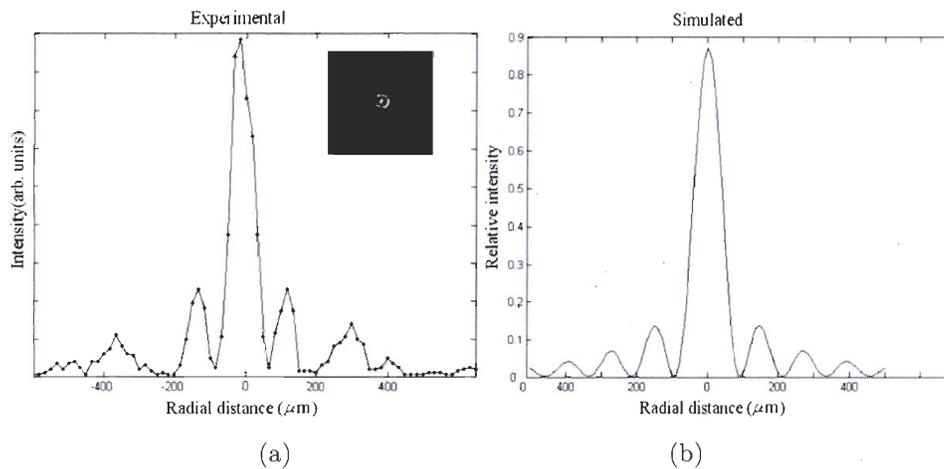


Figure 3.12 (a) Distribution radiale en intensité obtenue à partir du faisceau sortant par le coupleur de sortie. (b) Simulation de la distribution radiale en intensité d'un faisceau Bessel-Gauss d'ordre 0. Ces résultats ont été publiés par F. Wu et al. [Wu.1].

M. Alvarez et al. [Alv.1 ; Alv.2] ont rapporté l'observation de faisceaux Bessel-Gauss générés directement à partir d'un résonateur laser à gaz CO_2 muni d'un axicon concave et d'un coupleur de sortie plan (fig. 3.13 et 3.14a). Dans une récente publication, ils montrent la possibilité d'obtenir, à partir de ce même résonateur, des faisceaux Mathieu-Gauss en inclinant légèrement (de quelques microradians) le coupleur plan de sortie provoquant une rupture de symétrie de la cavité optique (fig. 3.14b). Nous présentons ces résultats récents car nous montrerons plus loin que certains de nos résultats expérimentaux ont de nombreuses similitudes avec ceux de M. Alvarez et al. [Alv.1 ; Alv.2]. Le résonateur de l'expérience de M. Alvarez et al. est constitué d'un

miroir conique en réfraction avec un angle caractéristique de $\theta_0=0,5^\circ$ et de rayon $a=25$ mm et d'un miroir en ZnSe de rayon 50 mm avec une réflectivité de 85%; ces miroirs sont séparés par une distance $L = a/(2\tan\theta_0)=1,45$ m. Ils ont effectué, à partir du coupleur de sortie, des mesures illustrées à la figure 3.14(a) pour montrer que le faisceau de sortie maintient un profil transversal invariant et sur la figure 3.14(b), l'effet du désalignement de celui-ci.

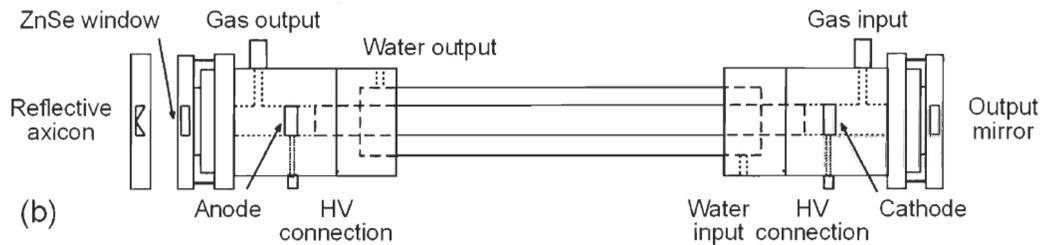


Figure 3.13 : Schéma du montage expérimental d'un résonateur à faisceaux Bessel-Gauss à CO_2 proposé par M. Alvarez et al. [Alv.1] muni d'un axicon concave.

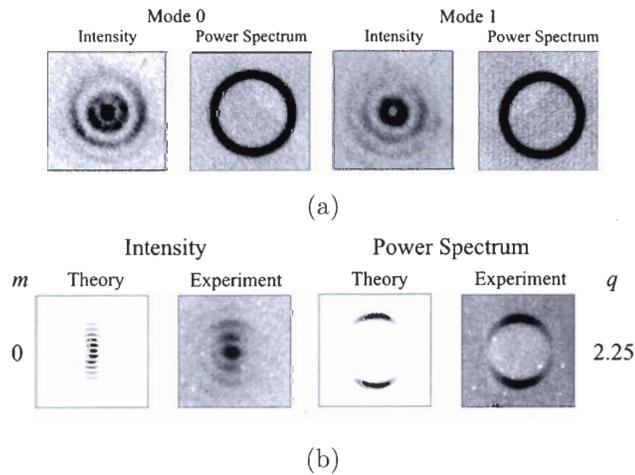


Figure 3.14 : Mesures expérimentales des distributions bidimensionnelles d'intensité obtenue par M. Alvarez et al. [Alv.1] d'un résonateur à faisceaux Bessel-Gauss à CO_2 .

Dans ce chapitre, nous allons analyser les résonateurs optiques stables et instables munis d'un miroir conique. Ces configurations présentent deux distinctions importantes : l'une est composée d'un coupleur de sortie avec un rayon de courbure concave pour les résonateurs stables; pour l'autre, le coupleur de sortie sera convexe pour les résonateurs

instables. Les équations intégrales de Huygens-Fresnel pour ces cavités optiques sont résolues numériquement en utilisant l'algorithme itératif de Fox-Li avec un programme développé pour le langage MATLAB™. Cette méthode a comme principal avantage de déterminer le mode dominant, donc le mode ayant la plus faible perte dans la cavité. Dans notre analyse, nous prenons en compte les effets dus aux dimensions finies des miroirs de la cavité optique. Nous présenterons des résultats succincts sur les pertes par aller et retour, le profil spatial d'intensité du mode de sortie et le déphasage associé.

3.2 Analyse géométrique d'un résonateur optique muni d'un miroir conique

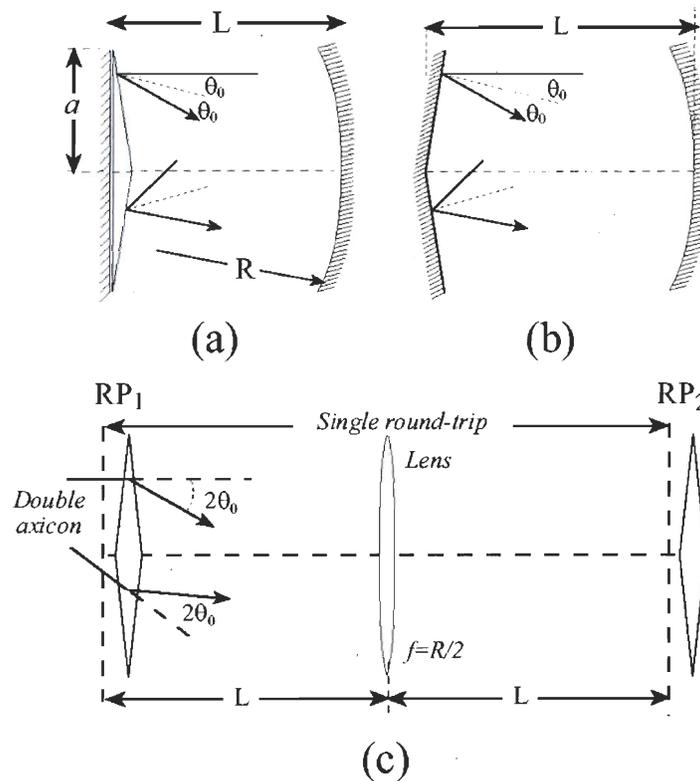


Figure 3.15 : Schéma du montage utilisé par J.C. Gutiérrez-Vega et al. [Gut.1] et Hernández-Aranda et al. [Her.1] pour l'analyse géométrique des résonateurs stables et instables muni d'un axicon.

Dans cette section, nous reprenons l'analyse géométrique publiée par J. C. Gutiérrez-Vega et al. [Gut.1] et R. I. Hernández-Aranda et al. [Her.1] sur la théorie des résonateurs

à faisceaux Bessel-Gauss et Bessel. Nous présentons les principaux résultats obtenus par ceux-ci. Nous considérons un résonateur optique muni d'un miroir conique et d'un miroir sphérique concave, convexe ou plan servant coupleur de sortie (voir figure 3.15). Le miroir conique est composé par un diélectrique convexe d'angle caractéristique α et d'une surface réfléchive plane à l'arrière. Les deux miroirs sont séparés d'une distance L appelée *longueur de la cavité*. La trajectoire du rayon lumineux entrant horizontal, à l'exception du rayon lumineux qui passe par le centre du miroir conique, sera toujours déviée d'un angle $2\theta_0$ par rapport à l'axe optique. Dans notre cas l'angle conique est θ_0 et il est associé aux paramètres de l'axicon par la relation :

$$\theta_0 = \arcsin(n \sin(\alpha)) - \alpha \approx (n-1) \cdot \alpha, \quad (3.1)$$

où dans le cas de l'approximation paraxiale, nous avons $\sin(\varphi) \approx \varphi$. La *longueur de la cavité optique* est donnée par :

$$L = \frac{a}{2 \tan \theta_0} \approx \frac{a}{2\theta_0}, \quad (3.2)$$

où a est le rayon de la base de l'axicon. Le rayon de courbure R du coupleur de sortie est un paramètre libre qui peut être utilisé pour modifier les propriétés de diffraction de la cavité. Le cas où $R > L$ correspond à un coupleur de sortie concave pour lequel le résonateur est géométriquement stable; si $R < L$ le résonateur est géométriquement instable. Le champ dans le plan de sortie peut se formuler de la façon suivante :

$$U(r) = J_l(k_i r) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \cdot \exp(j \cdot (l\phi + \Phi)), \quad (3.3a)$$

où la taille du faisceau à l'étranglement est donnée par $w^2 = w_0^2 \left(1 + (L/z_r)^2\right)$ avec $w_0 = (2z_r/k)^{1/2}$ et $z_r = (L(R-L))^2$ est la distance de Rayleigh d'un faisceau gaussien équivalent, $\Phi = kr^2/2R$ est la phase du front d'onde sphérique du miroir de sortie et $k_r = k \sin \theta_0$ est le vecteur d'onde transversal. Lorsque le coupleur de sortie est plan ($R \rightarrow \infty$), les modes Bessel-Gauss se réduisent à des modes Bessel tels $J_l(k, \rho) \exp(jl\Phi)$. Notons qu'en pratique nous pouvons avoir une somme de plusieurs modes de la forme :

$$U(r) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l(k, r) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \cdot \exp(i \cdot (l\phi + \Phi)). \quad (3.3b)$$

Dans les résonateurs optiques réels, l'extension finie des miroirs modifie de manière significative la forme transversale des modes transversaux tels que, même dans le cas d'un miroir plan, les modes résonants sont modulés par une enveloppe en forme de cloche ou d'une gaussienne. Les champs de sortie avec des propriétés transversales spécifiques peuvent être générés en choisissant adéquatement les *paramètres géométriques* du résonateur optique muni d'un miroir conique. Nous commençons notre analyse par une description purement géométrique des modes d'un résonateur Bessel. Les allers et retours dans un résonateur optique peuvent être assimilés à une séquence de lentilles équivalentes comme illustré à la figure 3.15(c). Le miroir conique est représenté par une double réfraction à travers l'axicon qui est traduite par la matrice de transfert ABCD [Gut.1]:

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\theta_0/r_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

où (r_1, θ_1) et (r_2, θ_2) sont les positions et les pentes des rayons lumineux d'entrée et de sortie, respectivement. Notons que la position radiale r est introduite explicitement dans la matrice ABCD pour le double passage dans l'axicon et pour trouver éventuellement la condition des trajectoires stationnaires. Avec les plans de référence placés juste avant le double axicon, la matrice ABCD pour un trajet complet dans la cavité est donnée par :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2\theta_0/r_1 & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 1 - \frac{2L}{R} - 2L \left(-\frac{2\theta_0}{r_1} \right) \left(1 - \frac{L}{R} \right) & 2L \left(1 - \frac{L}{R} \right) \\ \left(-\frac{2\theta_0}{r_1} \right) \left(1 - \frac{2L}{R} \right) - \frac{2}{R} & 1 - \frac{2L}{R} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Nous sommes intéressés aux trajectoires stables à l'intérieur de la cavité. Le problème mathématique est de déterminer les vecteurs propres de l'équation des trajectoires stationnaires :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{pmatrix} r \\ \theta \end{pmatrix} = \pm \begin{pmatrix} r \\ \theta \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Le signe plus correspond aux trajectoires qui sont auto-reproduites après un trajet complet et, pour le signe moins, il faudrait deux trajets complets pour revenir au même point de départ. Les solutions non nulles de cette équation existent seulement si :

$$\det \begin{bmatrix} A \mp 1 & B \\ C & D \mp 1 \end{bmatrix} = 0. \quad (3.7)$$

En prenant le fait que $AD - BC = 1$, nous pouvons montrer que l'équation précédente s'annule seulement si $A + D = \pm 2$. En remplaçant A et D dans la relation précédente et en résolvant pour tout r, nous obtenons les vecteurs propres correspondant aux trajectoires stationnaires :

$$r_{ar} = L\theta_0 = \frac{a}{2}. \quad (3.8)$$

Comme prévu, les angles propres θ associés à chaque trajectoire de rayon lumineux r s'avèrent être $\theta_{ar} = \theta_0$. Notons que r_{ar} dépend seulement des dimensions (i.e. rayon) de l'axicon a .

3.3 Résonateurs optiques à faisceaux Bessel-Gauss

3.3.1 Résonateurs optiques à faisceaux Bessel-Gauss

La conception de résonateurs laser avec des modes fondamentaux de profils d'intensité arbitraires est décrite dans les travaux publiés par Bélanger et al. [Bél.3] et Leger et al. [Leg.1]. Cette technique impose l'utilisation d'un miroir arrière dont la forme correspond à la phase radiale conjuguée du champ désiré. Dans cette section, nous allons décrire brièvement cette technique utilisée par Pääkkönen et al. [Pää.1] et A. Khilo et al. [Khi.1] pour concevoir des résonateurs laser à faisceaux Bessel-Gauss d'ordre angulaire nul. Dans le cas d'un faisceau de Bessel-Gauss d'ordre angulaire nul situé sur le coupleur de sortie (i.e. $z=0$), la phase radiale prend comme valeur 0 ou π et le miroir qui conjugue cette phase est un miroir plan. Cette distance L, dans ce cas, est choisie telle que la

distribution en intensité du faisceau est de forme annulaire. Dans ce cas la longueur de la cavité L est donnée par la relation [Khi.1] :

$$L > 1.5 \frac{w_0}{\gamma}, \quad (3.9)$$

où γ est l'angle caractéristique du mode et w_0 est la taille du faisceau à $z=0$. La fonction de réflexion du miroir arrière peut être écrite sous la forme :

$$T_2(\rho) = \exp(j\varphi(\rho)), \quad (3.10)$$

où ρ est la coordonnée radiale et φ est le déphasage du miroir arrière. La distribution radiale de la phase du faisceau de Bessel-Gauss incident doit être conjuguée par ce miroir. Ceci impose la condition que $T_2(\rho)$ doit être égale à $\exp(-j2\psi_{BG_0}(\rho, z=L))$ où $\psi_{BG_0}(\rho, z=L)$ est la phase du faisceau Bessel-Gauss d'ordre angulaire zéro (i.e. $l=0$) désirée. Nous obtenons la fonction de phase suivante pour le miroir arrière :

$$\varphi(\rho) = -2\Phi(L) - \frac{k\gamma^2 L^2}{R(L)} - \frac{k\rho^2}{R(L)} - 2 \arg \left[J_l \left(\frac{k\gamma\rho}{1 + jL/z_r} \right) \right], \quad (3.11)$$

où R est le rayon de courbure du miroir arrière et k est le vecteur d'onde. Les deux premiers termes peuvent être négligés puisqu'ils sont constants et sont indépendants de la variable radiale ρ . L'expression (3.11) se réduit à :

$$\varphi(\rho) \approx -\frac{k\rho^2}{R(L)} - 2 \arg \left[J_l \left(\frac{k\gamma\rho}{1 + jL/z_r} \right) \right]. \quad (3.12)$$

Le premier terme correspond ici à la forme sphérique du miroir et le second à la phase asphérique. La configuration d'un résonateur optique basé sur un miroir asphérique a récemment été étudiée par Pääkkonen et al [Pää.1]. Dans la même perspective, Khilo et al. ont proposé de simplifier l'expression du second terme en employant le fait que la phase asphérique peut être linéaire à de grandes longueurs de cavité [Khi.1]. Ceci évite l'utilisation d'éléments complexes dans le résonateur optique. Aussi, cela les a amenés à voir le miroir (2) comme la combinaison d'un miroir sphérique conventionnel et d'une lentille conique (3) (cf. fig. 3.16). Le faisceau de Bessel-Gauss se forme sur le coupleur de sortie ayant un rayon maximum R_{1max} . Le champ sur le miroir arrière (2) et l'axicon (3) est de forme annulaire avec le centre de l'anneau situé à γL de l'axe du résonateur. Les dimensions des ouvertures définissent les pertes par diffraction et ont une certaine influence sur la forme finale du mode.

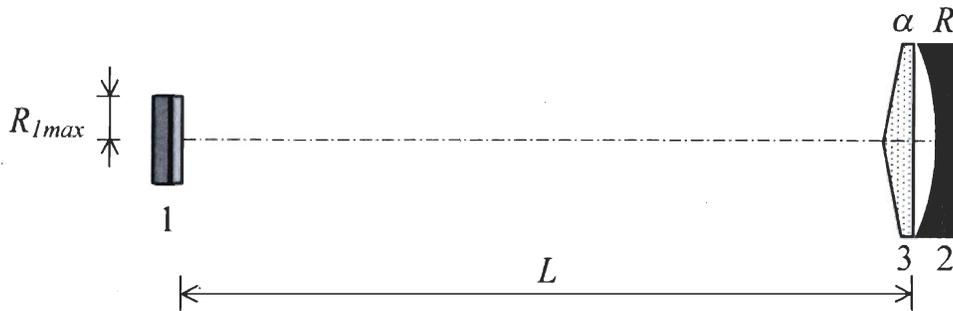


Figure 3.16 Conception d'un résonateur à faisceau Bessel-Gauss. (1) miroir plan partiellement transparent de dimension R_{1max} . (2) Miroir sphérique de rayon de courbure R placé à la distance L du miroir plan et de diamètre R_{2max} . (3) est un axicon convexe transparent d'angle α .

3.3.2 Relations caractéristiques entre les paramètres modaux et du résonateur

Nous savons que les paramètres caractéristiques d'un faisceau Bessel-Gauss sont définis par les termes γ et w_0 qui dépendent de l'angle de l'axicon θ_0 et du rayon de courbure

R du miroir (2). Il est possible d'approximer *linéairement* le second terme de l'équation (3.12). Nous obtenons alors l'expression de la fonction de phase suivante :

$$\varphi(\rho) = -\frac{k}{R(L)}\rho^2 - 2\frac{k\gamma}{1+L^2/z_r^2}\rho. \quad (3.13)$$

Nous y reconnaissons la fonction de phase d'un miroir sphérique :

$$\varphi_M(\rho) = -\frac{k}{R}\rho^2, \quad (3.14)$$

et celle d'un axicon :

$$\varphi_A(\rho) = -k\alpha\rho. \quad (3.15)$$

En prenant en compte que les rayons lumineux passent deux fois à travers la surface conique de l'axicon et en remplaçant la distance de Rayleigh z_r par son expression, nous obtenons les relations caractéristiques suivantes :

$$\alpha = \frac{\gamma}{1+4L^2/(kw_0^2)^2}, \quad (3.16)$$

$$R = L + \frac{(kw_0^2)^2}{4L}. \quad (3.17)$$

Nous pouvons ainsi choisir les paramètres R et α propres au résonateur optique de longueur L pour un mode Bessel-Gauss d'angle caractéristique γ avec une taille w_0 dans le plan de l'étranglement. Nous pouvons aussi constater que si $w_0 \rightarrow \infty$, nous aurons à partir des équations précédentes $R \rightarrow \infty$ et $\alpha \rightarrow \gamma$, donc nous aurons des faisceaux Bessel à la sortie d'un tel résonateur. Ainsi, la conception d'un résonateur à

faisceaux Bessel ou Bessel-Gauss se compose d'un miroir coupleur de sortie plan, d'un miroir concave et d'un axicon en transmission. Notons que le miroir à l'arrière de l'axicon est souvent remplacé par la surface de sa base recouverte d'une couche métallique ou de couches minces diélectriques afin d'obtenir un miroir de haute réflectivité. A. Khilo et al. ont souligné que le paramètre d'angle de l'axicon α et l'angle conique γ du mode ne sont pas égaux (cf. fig. 3.17).

Par exemple, ils ont montré que si nous avons besoin d'un faisceau de Bessel-Gauss avec les paramètres $\gamma = 1^\circ$, $w_0 = 1 \text{ mm}$ et une longueur de cavité de 0.1 m, nous devrions prendre un axicon avec un angle caractéristique $\alpha = 0.2^\circ$ et un miroir avec un rayon de courbure $R = 0.125 \text{ m}$. Les résultats qu'ils ont obtenus sont illustrés aux figures 3.17(a) et 3.17(b). Il faut remarquer que si $L \rightarrow R$, le paramètre $\gamma \rightarrow \infty$ et la première relation n'est plus valide car l'approximation paraxiale n'est plus vérifiée ($w_0 \rightarrow 0$). Dans le cas où $L > R$, nous aurons $w_0 < 0$ et γ prendra une valeur complexe. Dans ce cas le résonateur ne générera pas de faisceaux Bessel-Gauss.

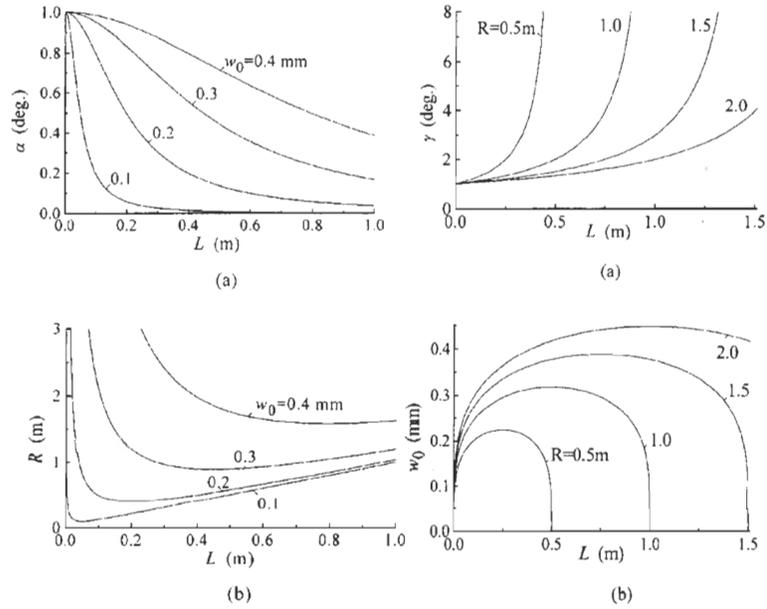


Figure 3.17 : Courbes de l'angle caractéristique de l'axicon α , de l'angle conique du faisceau de Bessel-Gauss γ , du rayon de courbure du miroir concave R et de la taille à l'étranglement du faisceau w_0 en fonction de la longueur de la cavité laser L.

Ils ont conclu que dans la conception de résonateurs à faisceaux Bessel-Gauss l'angle caractéristique du mode γ est toujours supérieur à l'angle caractéristique de l'axicon α . Ce résultat est peut-être surprenant car, dans la génération d'un faisceau Bessel par un axicon, ces deux paramètres sont égaux. Les équations définissant des paramètres des modes d'un résonateur à faisceaux Bessel-Gauss peuvent être réécrites en fonction de L, α et R :

$$\gamma = \alpha \frac{R}{R - L}, \quad (3.18)$$

$$w_0^2 = \frac{2}{k} [(R - L)L]^{1/2}. \quad (3.19)$$

3.4 Propagation numérique d'un faisceau optique

L'approche géométrique fournit une approximation utile mais limitée des propriétés modales du résonateur à faisceau Bessel-Gauss. Une analyse plus détaillée va permettre d'obtenir la distribution du champ du mode propre en résolvant numériquement l'équation intégrale dite de Huygens-Fresnel pour un mode résonant donné. Nous allons utiliser l'algorithme itératif de Fox-Li implémenté à partir de l'algorithme rapide de la transformée de Fourier.

Aussi, nous allons présenter dans la première partie de cette section la propagation numérique d'un faisceau optique à partir de l'algorithme de transformée de Fourier rapide. Dans une seconde partie, nous adapterons cet algorithme à la propagation dans un résonateur optique et nous validerons notre algorithme à partir des valeurs numériques publiées par J. C. Gutiérrez-Vega et al. [Gut.1] et de R. I. Hernández-Aranda et al. [Her.1] pour les résonateurs à faisceaux de Bessel. Nous évaluerons les pertes par aller et retour pour le mode fondamental obtenu. Les techniques numériques pour calculer l'intégrale de Huygens-Fresnel sont souvent les seules méthodes accessibles pour analyser des problèmes pratiques de la propagation de faisceaux laser à travers des systèmes optiques complexes. La méthode que nous allons utiliser pour la propagation du faisceau à la sortie de nos résonateurs et l'étude de nos résonateurs se base principalement sur l'algorithme rapide de la transformée de Fourier selon l'approche développée par E. A. Sziklas et A. E. Siegman [Szi.1]. Leurs travaux ont comme but principal d'accélérer les calculs numériques requis par la méthode de Fox-Li. Mais ils veulent aussi décrire la propagation de n'importe quel faisceau optique à profil arbitraire traversant un système optique complexe, comme par exemple les résonateurs optiques avec des composantes non conventionnelles.

3.4.1 Méthode de la propagation de faisceaux (BPM)

En général, les systèmes optiques que nous étudions possèdent des ouvertures finies qui sont à l'origine des effets de la diffraction et qui introduiront des irrégularités dans le profil résultant du faisceau. Nous devons donc traiter ces effets et analyser la propagation des faisceaux avec des profils en amplitude et des déphasages plutôt arbitraires et irréguliers. Dans cette section, nous présentons brièvement les outils analytiques et numériques qui permettront d'analyser et d'étudier la propagation de faisceaux optiques dans des problèmes réels.

Entre les deux miroirs et dans le cas de résonateurs passifs, la propagation du champ s'effectue dans l'espace libre ce qui signifie que l'amplitude complexe U est une solution de l'équation d'onde paraxiale (1.2) définie au premier chapitre telle que :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial U}{\partial z} = 0. \quad (3.20)$$

L'amplitude complexe dans le plan de référence $z=0$ peut être exprimée dans le domaine des fréquences spatiales sous la forme :

$$U(x, y, z=0) = \iint P_0(s_x, s_y) \exp(-j2\pi(s_x x + s_y y)) ds_x ds_y, \quad (3.21)$$

où la distribution en amplitude complexe $P_0(s_x, s_y)$ dans le plan de référence est donnée par :

$$P_0(s_x, s_y) = \iint U(x, y, z=0) \cdot \exp(j2\pi(s_x x + s_y y)) dx dy, \quad (3.22)$$

où (s_x, s_y) sont les fréquences spatiales. Une onde plane définie par :

$$V(x, y, z = 0) = A_0 \exp[-j2\pi(s_x x + s_y y)],$$

sera donnée à la position z par :

$$V(x, y, z) = V(x, y, z = 0) \exp[-jk_z z], \quad (3.23)$$

où $(2\pi s_x)^2 + (2\pi s_y)^2 + k_z^2 = k^2$. La composante k_z du vecteur d'onde peut être réécrite dans l'approximation de Fresnel :

$$k_z = \sqrt{k^2 - (2\pi s_x)^2 - (2\pi s_y)^2} \approx k - \pi\lambda(s_x^2 + s_y^2). \quad (3.24)$$

La distribution des fréquences spatiales dans le plan suivant sera dans le cadre de l'approximation de Fresnel par la relation :

$$P_z(s_x, s_y) = P_0(s_x, s_y) \cdot \exp(j\pi L \lambda (s_x^2 + s_y^2)) \cdot \exp(-jkL) \quad (3.25)$$

où L est la distance entre le plan de référence et le plan suivant. Dans le cas d'un résonateur optique, L sera la longueur du résonateur. Nous remarquons que nous pouvons calculer numériquement par la transformée de Fourier rapide les relations (3.21) à (3.25). La méthode de la propagation de faisceau se résume alors à la relation:

$$U_2(x, y) = e^{-jkL} \cdot TF^{-1} \left\{ e^{j\pi\lambda L (s_x^2 + s_y^2)} \cdot TF \{U_1(x', y')\} \right\}. \quad (3.26)$$

Dans les prochaines sections, la transformée de Fourier rapide que nous utiliserons sera celle implémentée par le logiciel de mathématique MATLAB™. Cependant, l'utilisation de la transformée de Fourier rapide exige en fait une attention particulière aux questions de l'échantillonnage, de recouvrement (i.e. aliasing) et du fenêtrage de la distribution spatiale en amplitude. En effet, la diffraction fait diverger la distribution spatiale du faisceau propagé ; nous devons nous assurer dans le cas de nos résonateurs que cet effet est dû à la diffraction par les ouvertures du résonateur et non aux réflexions associées au fenêtrage numérique. Le procédé de numérisation de la transformée de Fourier avec un échantillonnage uniforme permet de choisir simplement des cellules identiques (i.e. un vecteur ou une matrice contenant l'information sur la distribution spatiale en amplitude *unidimensionnelle ou bidimensionnelle*) pour réaliser la propagation. En fait, ces cellules proviennent du fait que l'échantillonnage numérique revient à décomposer le faisceau selon une série de Fourier, donc le faisceau est artificiellement rendu périodique. Chaque cellule représente le faisceau ; il faut éviter toute interférence entre ces cellules. Nous pourrions itérer les cellules côte à côte avec un espacement L entre chaque plan où le faisceau est évalué comme illustré à la figure 3.18. Cependant, chaque ouverture doit comprendre une fenêtre de sécurité proportionnelle à la largeur de l'ouverture afin d'éviter de diffracter l'énergie d'une cellule à l'autre. Dans le cas d'une ouverture de largeur $2a$, A. E. Siegman [Sie.2] donne au facteur de proportionnalité G de la fenêtre de sécurité des valeurs de 1.2 à 1.5 comme illustré à la figure 3.18. Notons aussi que la transformée de Fourier rapide est sensible à la diffraction par les bords durs d'ouvertures placées dans la cavité. Ceci impose aussi un échantillonnage dans le domaine spatial des axes des abscisses x et y pour une distribution bidimensionnelle tel que :

$$-Ga \leq x \leq Ga \text{ et } -Ga \leq y \leq Ga. \quad (3.27)$$

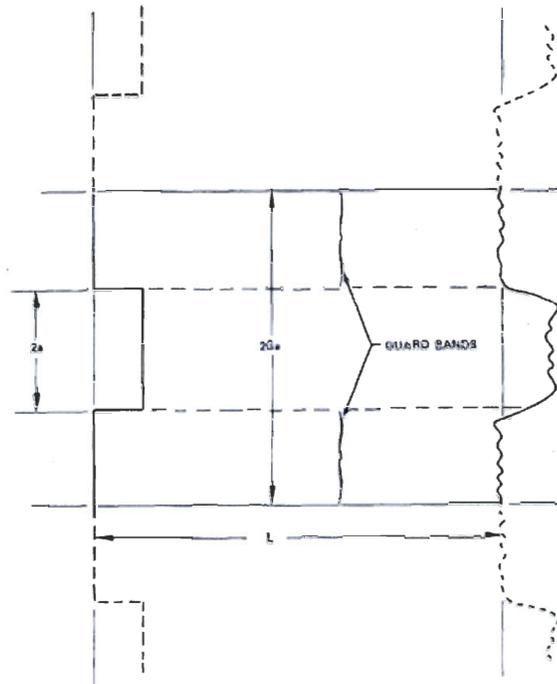


Figure 3.18 : Représentation schématique de la propagation d'un faisceau optique. Siegman [Sie.2] donne au facteur de proportionnalité G de la bande de garde des valeurs de 1.2 à 1.5. Ces bandes évitent le phénomène de recouvrement (i.e. aliasing).

L'échantillonnage dans le domaine spatial impose des conditions particulières pour l'échantillonnage dans le domaine des fréquences spatiales. Aussi, la discrétisation d'une cellule de largeur $2Ga$ dans le domaine spatial implique un échantillonnage à des intervalles $\Delta s = 1/2Ga$ dans le domaine des fréquences spatiales. Pour une transformée de Fourier sur N points la fréquence d'échantillonnage maximale est donnée par la valeur :

$$\Delta s_{\max} = \frac{N}{2} \Delta s = \frac{N}{4Ga}. \quad (3.28)$$

Ainsi, l'échantillonnage dans le domaine des fréquences spatiales s_x et s_y , dans le cas d'une distribution en amplitude complexe bidimensionnelle est donné par :

$$-\Delta s_{\max} \leq s_x \leq \Delta s_{\max} \quad \text{et} \quad -\Delta s_{\max} \leq s_y \leq \Delta s_{\max}. \quad (3.29)$$

3.5 Analyse numérique d'un résonateur optique muni d'un miroir conique

En représentant un résonateur optique par une séquence de lentilles et d'axicons (fig. 3.19), le trajet aller et retour à l'intérieur du résonateur peut être divisé en deux parties. La première correspond au trajet du plan référence (P1) de l'onde sur le coupleur de sortie (i.e. lentille convergente, divergente ou une surface plane) au plan (P2) du double axicon et la deuxième partie va du second plan (P2) du double axicon jusqu'au coupleur de sortie (P3).

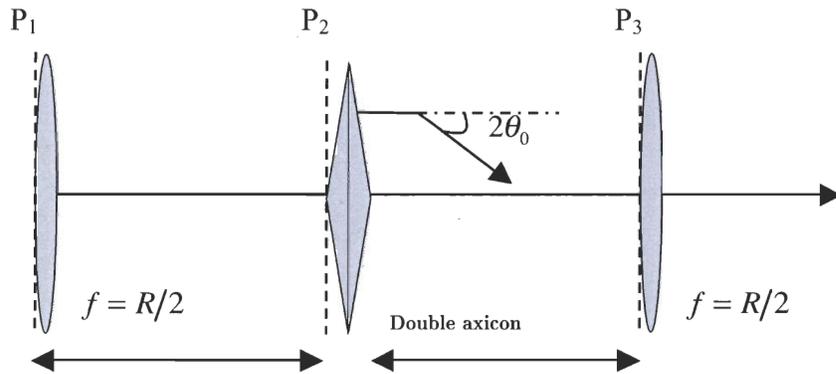


Figure 3.19 : Schéma équivalent d'un résonateur optique munis d'un miroir sphérique et d'un miroir conique d'angle 2θ .

L'intégrale de Huygens-Fresnel pour la propagation des modes U en coordonnées cartésiennes dans le régime paraxial est donnée par la relation :

$$U_2(x_2, y_2) = \left(\frac{j}{\lambda L} \right) \int_{-a}^a K(x_2, y_2; x_1, y_1) \cdot T(x_1, y_1) \cdot U_1(x_1, y_1) \cdot dx_1 dy_1 \quad (3.30)$$

où $T(x,y)$ est la fonction de transmittance de l'élément optique i ou de l'ouverture localisée dans le plan (P_i) et le noyau de l'équation intégrale est défini avec les termes de la matrice ABCD pour la distance de propagation entre les plans P_1 et P_2 par :

$$K(x_2, y_2, x_1, y_1) = \exp \left[-jk \frac{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}{2L} \right]. \quad (3.31)$$

Dans notre cas, les éléments de la matrice ABCD correspondent à la propagation en espace libre par une distance L , à savoir, $A=D=1$, $C=0$ et $B=L$. La limite supérieure dans l'équation (3.30) correspond au rayon de l'ouverture dans le plan (P_1). Les fonctions de transmittance du coupleur de sortie et de l'axicon sont données par :

$$T_1(x, y) = \exp \left(jk \frac{x^2 + y^2}{R} \right), \sqrt{x^2 + y^2} \leq a_1 \quad (3.32)$$

$$T_2(x, y) = \exp \left(jk \theta_0 \sqrt{x^2 + y^2} \right), \sqrt{x^2 + y^2} \leq a_2 \quad (3.33)$$

où les déphasages constants non pertinents ont été ignorés. Notez que le double axicon montre une variation radiale de phase linéaire au lieu de la variation quadratique du miroir sphérique. En régime permanent, la propagation dans le résonateur de Bessel est décrite par la paire d'équations intégrales couplées suivantes :

$$\begin{aligned} U_2(x_2, y_2) &= \int_{-a_2}^{a_2} K(x_2, y_2; x_1, y_1) T_1(x_1, y_1) U_1(x_1, y_1) dx_1 dy_1 \\ U_3(x_3, y_3) &= \int_{-a_1}^{a_1} K(x_3, y_3; x_2, y_2) T_2(x_2, y_2) U_2(x_2, y_2) dx_2 dy_2 \end{aligned} \quad (3.34)$$

Les quantités a_1 et a_2 définissent les dimensions des ouvertures disposées dans les plans P_1 et P_2 . A.G. Fox et T. Li ont utilisé la formulation mathématique précédente pour déterminer les caractéristiques de la distribution des champs transversaux dans une cavité optique munis de miroirs sphériques. Ils ont invoqué pour la première une contrainte physique sur les modes de la cavité. Les modes de la cavité doivent être des distributions de champ qui se *répètent à un facteur d'échelle constant* après chaque aller et retour dans la cavité optique. Nous pouvons aussi faire la remarque que, plus récemment, P. A. Bélanger [Bel.3] a complété ce raisonnement en montrant que la phase d'un mode épouse la forme des miroirs. Les valeurs propres complexes γ_{nm} pour un trajet aller et retour dans tout résonateur optique s'écrivent :

$$\gamma_{nm} = |\gamma_{nm}| \exp(-j\beta_{nm}), \quad (3.35)$$

ce qui permet de définir la perte fractionnaire en puissance par transit qui sera donnée par:

$$\Gamma_{nm} = 1 - |\gamma_{nm}|^2. \quad (3.36)$$

La condition de résonance exige que le déphasage total par trajet complet dans la cavité soit un multiple entier de 2π radians. Ainsi, on aura :

$$\Phi = 2kL + \beta_{nm} = 2q\pi, \quad (3.37)$$

où q est le nombre de demi-longueurs d'onde de la figure d'ondes stationnaires axiales. Généralement le noyau de l'équation intégrale est symétrique mais pas hermitien. Donc les valeurs propres de γ_{nm} sont complexes et l'existence d'un ensemble complet de fonctions propres ne peut pas être garantie à l'avance. Les champs propres ne sont pas orthogonaux dans le sens habituel.

3.6 Considérations numériques

Nous avons utilisé la méthode itérative de *Fox* et *Li* basée sur la transformée de Fourier rapide pour résoudre les équations (3.34) qui permettent d'obtenir uniquement le mode dominant de la cavité ou le mode propre ayant les pertes les plus faibles. Pour valider notre algorithme, nous avons utilisé l'exemple de R. I. Hernandez-Aranda et al. [Her.1]. Les paramètres physiques pour le résonateur utilisé dans leurs calculs correspondent aux valeurs typiques d'un laser à décharge gazeuse et rapide comme le laser à CO_2 entretenu par écoulement axial : un miroir plan comme coupleur de sortie, la taille de l'ouverture de l'axicon est $a_1=10 \text{ mm}$, $n=2.4$ (*ZnSe*), l'angle du sommet de l'axicon est $\alpha=0.5^\circ$ et la longueur d'onde $\lambda=10.6 \mu\text{m}$. La longueur de la cavité est de $L=40.92 \text{ cm}$. Le rayon du miroir de sortie est $a_2=5 \text{ mm}$. Ils ont utilisé la méthode matricielle pour résoudre les équations intégrales (3.25) en discrétisant leurs équations avec une quadrature Gauss-Legendre en prenant 200 points sur un intervalle $[0,a]$. Dans le cas où le mode fondamental résonant d'un tel résonateur, muni d'un axicon convexe et d'un miroir plan, possède un profil radial similaire à un faisceau Bessel-Gauss, les pertes par diffraction s'élèvent à 1.78% par trajet.

Dans notre cas, la méthode itérative de Fox-Li a été mise en œuvre numériquement afin de déterminer la structure de mode de ce type de cavité optique en utilisant l'algorithme de la transformée de Fourier rapide. Des échantillons dans le domaine spatial sont prélevés dans le plan de référence sur une grille de 256×256 points. En règle générale, environ 100 à 150 trajets (allers et retours) sont nécessaires pour que le processus converge à partir d'une distribution spatiale initiale arbitraire. Nous illustrons à la figure 3.20 les pertes par diffraction et à la figure 3.21 les fluctuations en amplitude du mode fondamental résonant dans ce type de cavité. Nos résultats montrent des pertes par

diffraction de l'ordre de 1.73% qui sont très similaires au résultat obtenu par R. I. Hernandez-Aranda et al. [Her.1].

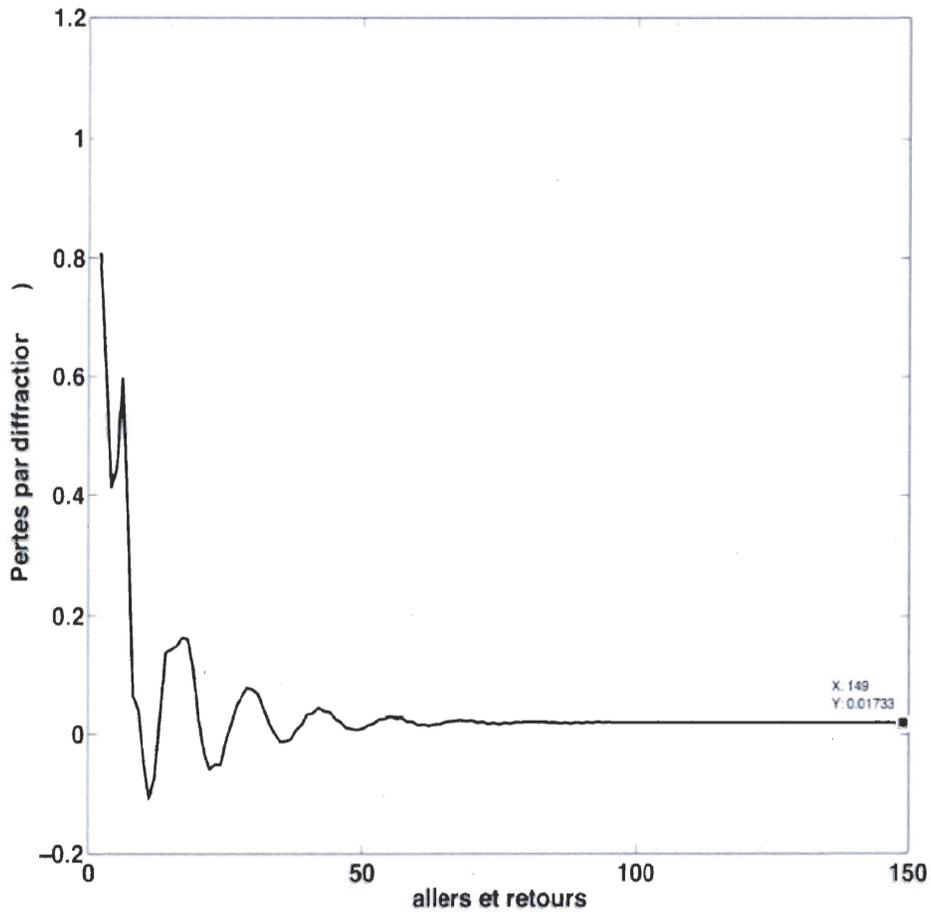


Figure 3.20 : Courbe de la variation des pertes par diffraction en fonction du nombre d'allers et retours dans un résonateur optique muni d'un axicon. Cette courbe est obtenue par simulation numérique.

Les battements de modes transversaux, i.e. les interférences entre les modes pendant les 60 premiers trajets, comme illustré à la figure 3.20 et à la figure 3.21, fournissent une preuve de la présence de plusieurs modes transversaux. Seul le mode ayant les pertes par diffraction les plus faibles dominera après une centaine d'allers et retours. Les valeurs numériques négatives au début des battements sont dues à la diffraction du faisceau numérique initial par la fenêtre de sécurité.

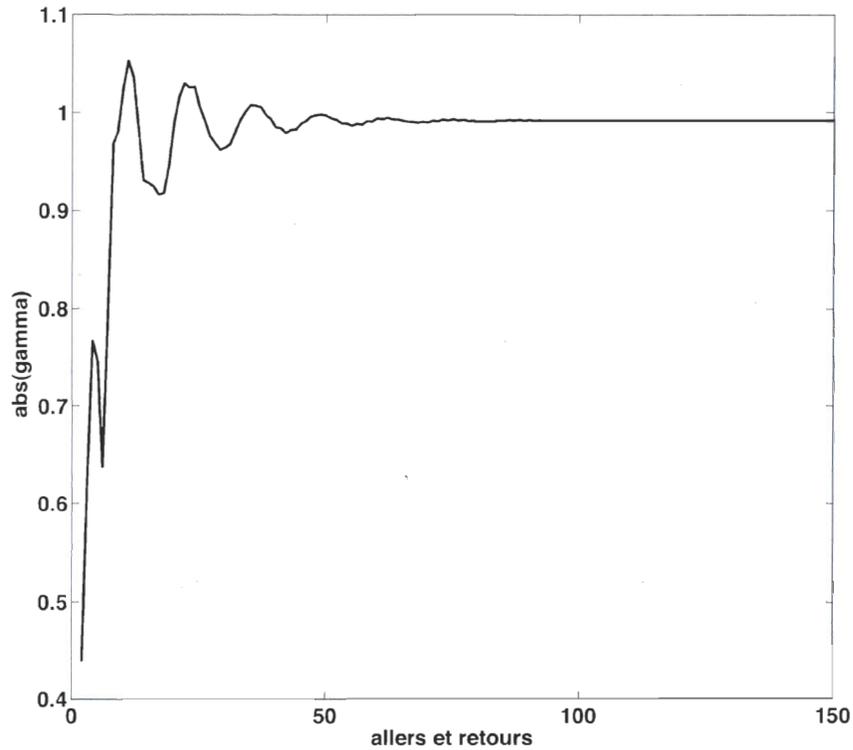


Figure 3.21 : Fluctuations du module du champ en amplitude à $x=0$ et $y=0$ en fonction du nombre de trajets allers et retours dans un résonateur à faisceau Bessel muni d'un axicon convexe dont le paramètre est $\alpha=0.5^\circ$ et un miroir plan comme coupleur de sortie. Nous attribuons les battements à l'interférence des modes propres du résonateur dans les 60 premiers allers et retours dans notre simulation.

Les figures 3.22 et 3.23 représentent, respectivement, la distribution en intensité normalisée et le profil de phase du champ en fonction de la coordonnée transversale du faisceau dans le plan du coupleur de sortie après 150 trajets dans la cavité. Les profils de l'intensité et de la phase du faisceau obtenus en régime permanent à partir des simulations sont fortement apparentés à ceux d'un faisceau Bessel-Gauss. Nos résultats sont en excellent accord avec ceux de R.I. Hernandez-Aranda et al. [Her.1].

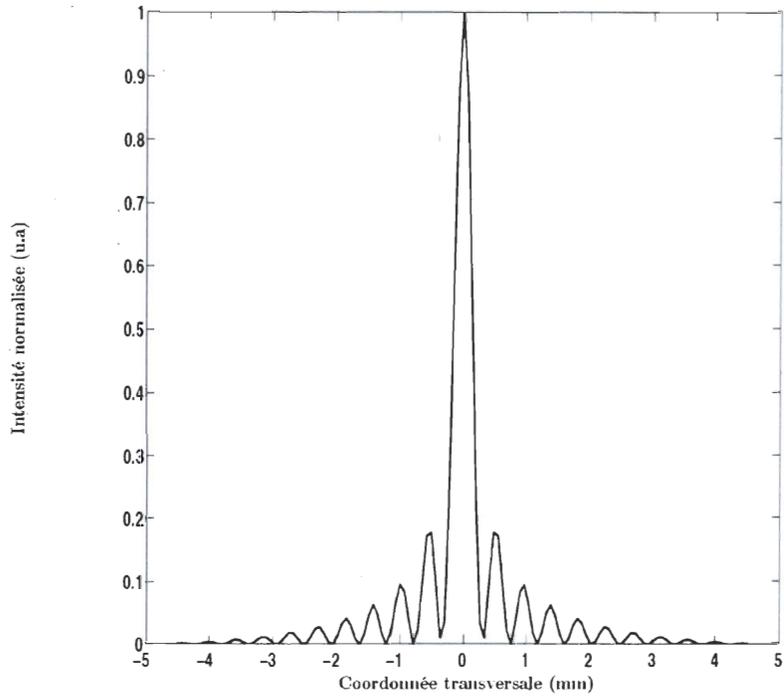


Figure 3.22 : Distribution en intensité normalisée du faisceau en fonction de la coordonnée transversale x . Nous pouvons remarquer que le profil obtenu après 150 allers et retours dans le plan du coupleur de sortie est très similaire à celui d'un faisceau Bessel-Gauss.

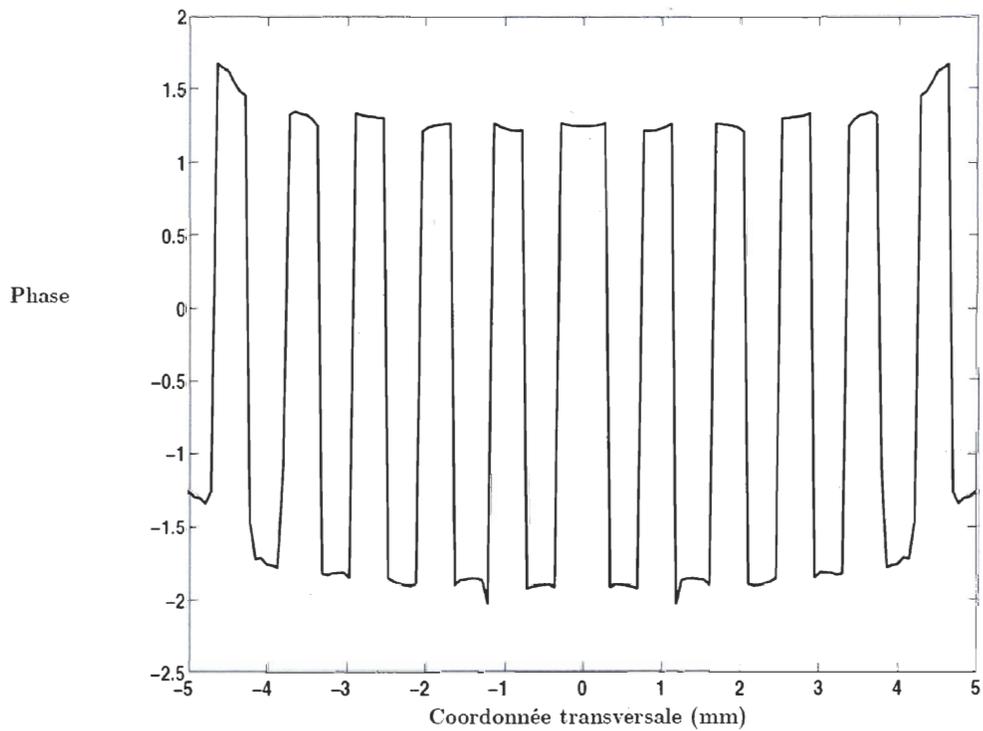


Figure 3.23 : Profil transversal de la phase du champ en fonction de la coordonnée transversale x après 150 allers et retours dans le plan du coupleur de sortie selon notre simulation.

3.7 Étude expérimentale de résonateurs optiques munis d'un miroir conique

Dans cette section, nous présentons des résultats expérimentaux obtenus avec différentes configurations de résonateurs optiques générant des faisceaux Bessel-Gauss. Nous étudierons expérimentalement le cas d'un résonateur optique muni d'un miroir conique et d'un miroir plan ; ce dernier utilisé comme coupleur de sortie. Notre analyse montre dans ce cas la possibilité d'obtenir un mode fondamental (i.e. d'ordre azimutal 0) de sortie similaire à un faisceau Bessel-Gauss. Nous analyserons le cas d'un résonateur optique stable (i.e. miroir concave) ou instable (i.e. miroir convexe) muni d'un miroir conique. Nous verrons que, selon l'alignement du résonateur optique, nous pouvons obtenir un mode d'ordre supérieur présentant soit une symétrie dans sa forme ou soit une asymétrie donnant lieu à un faisceau dont le profil est proche de celui d'un faisceau *Mathieu-Gauss* ou un faisceau *Bessel-Gauss d'ordre azimutal un*. Dans les paragraphes suivants, nous donnerons dans les différentes sections un compte rendu exhaustif des expériences réalisées et des résultats obtenus.

Nous présentons maintenant les étapes à suivre pour aligner le résonateur optique que nous utiliserons dans nos expériences. Nous utilisons une source laser à l'état solide Nd:YAG opérant à la longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm. Le milieu de gain est un barreau de forme cylindrique avec deux surfaces quasi-circulaires avec une coupe à 2° aux extrémités. La longueur du barreau est de 115 mm et son diamètre est de 7 mm. Le milieu de gain est pompé par une lampe flash opérant à une tension maximale de 1.9 kV. Sur les figures correspondant aux représentations schématiques du résonateur (ex : fig. 3.24), le milieu de gain a été volontairement omis car nous nous intéressons plus spécialement aux résonateurs optiques passifs et au profil du faisceau qu'ils génèrent.

Pour aligner la cavité laser, nous avons utilisé le faisceau gaussien linéairement polarisé d'un laser He-Ne émettant une puissance totale de 20 mW à une longueur d'onde $\lambda = 632.8$ nm ; ce faisceau illumine une ouverture circulaire d'un diamètre d'environ de 150 μm . La diffraction par l'ouverture circulaire donne lieu à une figure d'Airy qui diverge en traversant le milieu de gain du laser. Le faisceau du laser He-Ne entrant dans le milieu de gain produit des réflexions parasites à cause de la surface avec un angle de 2° et de l'antireflet à la longueur d'onde de 1064 nm. Nous plaçons un miroir conique avec un dépôt métallique et un angle caractéristique de 0.5° après le milieu de gain. Entre le miroir conique et le milieu de gain, nous avons placé un diaphragme qui permettra de filtrer les effets de la diffraction due aux bords du milieu de gain. Le faisceau retourné, ayant traversé à nouveau le milieu de gain, possède un profil spatial similaire à celui d'un faisceau Bessel avec un front d'onde sphérique. Nous devons par la suite placer le coupleur de sortie de telle façon que le faisceau sortant du milieu de gain soit à son tour réfléchi et renvoyé dans ce milieu. La source laser est mise en opération et nous procédons à un ajustement plus précis de l'alignement des miroirs à partir des vis millimétriques des supports.

Notons que dans toutes nos expériences, les images sont obtenues à partir d'une caméra CCD WinCamD de DataRay où la matrice CCD comprend 1200 x 1024 pixels avec des pixels de dimensions $9,3 \times 9,3 \mu\text{m}^2$ (avec la possibilité d'avoir une résolution maximale de $4,65 \times 4,65 \mu\text{m}^2$). L'information est numérisée par un convertisseur analogique/digital ADC de 14-bits. La surface totale des images correspondantes est $11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$. Nous avons enregistré la moyenne de 10 à 15 images successives en supprimant la synchronisation interne de l'obturateur électronique et en ajustant le temps d'exposition à partir de la barre de menu du logiciel afin d'éviter la saturation en intensité des profils transversaux enregistrés. Notons que les images présentées dans cette thèse ne sont pas à l'échelle selon l'axe horizontal et l'axe vertical.

3.7.2 Résonateur optique muni d'un miroir plan et d'un miroir conique

La figure 3.24 montre une représentation schématique de la cavité du laser à l'état solide Nd :YAG utilisée notre expérience. La cavité se compose d'un axicon (A) ayant un angle caractéristique de 0.5° ou 1° ; nous avons déposé sur la surface arrière de l'axicon une couche métallique de cuivre avec une épaisseur de 125 nanomètres. Le cuivre possède un coefficient de réflectivité de 98% à la longueur d'onde de 1064 nm. Nous avons placé à la distance $L=280$ mm un miroir plan (MP) semi-réfléchissant agissant comme coupleur de sortie. Ce miroir a une réflectivité de 30% à la longueur d'onde de 1064 nm. Une caméra CCD a été placée à la distance $d=150$ mm après des atténuateurs permettant de diminuer l'intensité du faisceau à la sortie du résonateur. Nous avons placé à une distance de 7 mm à l'avant du miroir conique un diaphragme afin d'éliminer les modes d'ordre supérieur et diminuer les effets de diffraction dus aux bords du milieu de gain. La distribution radiale en intensité dans le champ lointain est produite avec une lentille de focale $f=100$ mm comme illustré à la figure 3.25.

Les figures 3.26 et 3.27 montrent les distributions bidimensionnelles du faisceau de sortie du résonateur laser. Nous pouvons remarquer dans le champ proche au centre de ces distributions un pic dominant en intensité entouré d'un anneau très intense surtout dans le cas de la figure 3.26. Les figures 3.26(b) et 3.27(b) montrent un faisceau annulaire dans le champ lointain ayant une largeur spécifique dans chaque cas. Sur la figure 3.26(b), l'anneau est très bien défini dans le champ lointain, vérifiant bien que notre résonateur génère un faisceau Bessel d'ordre zéro dans le champ proche. Dans le cas de la figure 3.27, l'ouverture introduite par le milieu de gain ayant 7 mm de diamètre dégrade la distribution en intensité du faisceau de sortie. Nous avons mesuré, dans le champ lointain pour la figure 3.27, une rayon effectif de $r_a \cong 3$ mm pour une lentille de distance focale de $f = 100$ mm; ceci correspond à un faisceau de Bessel produit par l'interférence d'ondes planes se propageant à un angle de $\theta_B = r_a / f = 1.72^\circ$

par rapport à l'axe z. Cette angle θ_b correspond fort bien à l'angle de déviation $\theta_a \approx 1.8^\circ$ introduit par l'axicon, où $\theta_a = 2(n-1)\alpha$, avec n l'indice de réfraction de l'axicon ($n = 1.45$) et α l'angle de celui-ci ($\alpha = 1^\circ$). Nous avons produit à la figure 3.28 les coupes verticale et horizontale dans le champ proche de la figure 3.27(a). Sur les figures 3.28(a) et 3.28(b), nous constatons que les ailes produites d'un côté et de l'autre du pic central sont dues essentiellement à la diffraction par le diaphragme introduit. Notons que le profil d'intensité met en évidence le pic central et un lobe secondaire.

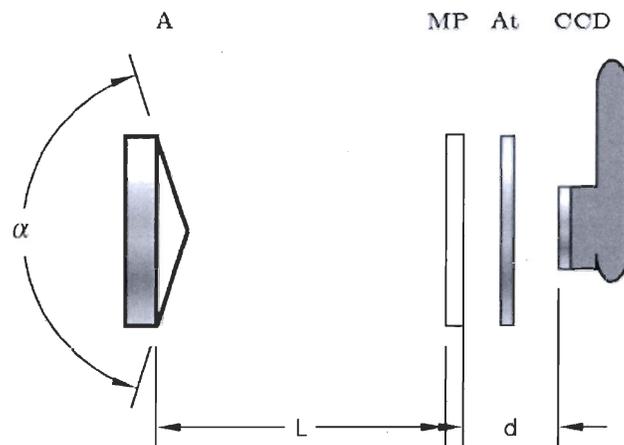


Figure 3.24 : Représentation schématique d'un résonateur optique avec un miroir plan (MP) semi-réfléchissant de réflectivité 30% servant de coupleur de sortie et un miroir conique (A). Nous avons réalisé une mesure du faisceau de sortie à une distance $d=150$ mm où nous avons placé une caméra CCD. En avant de la CCD, nous avons placé un atténuateur absorbant (At) afin de diminuer l'intensité du faisceau.

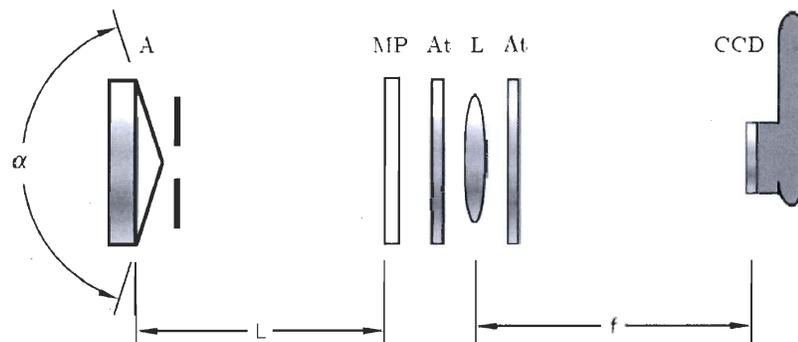


Figure 3.25 : Montage permettant la mesure du profil d'intensité dans le champ lointain. La distance focale de la lentille L est $f=100$ mm.

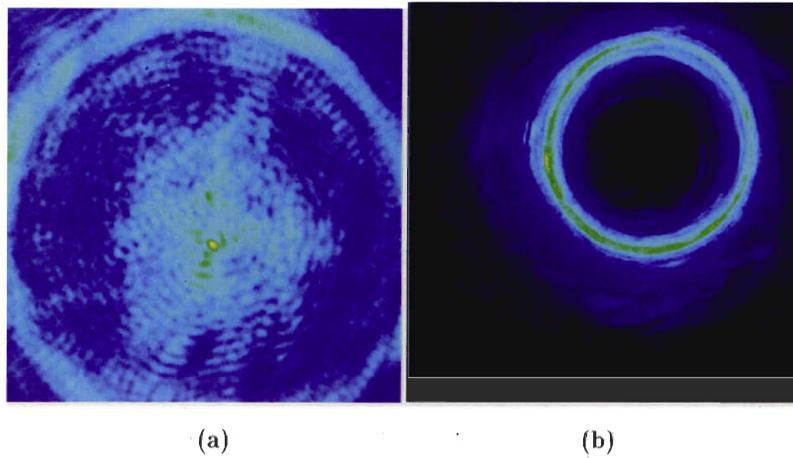


Figure 3.26 : Axicon avec un angle de 1° . (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ proche sur le coupleur de sortie d'une cavité d'une longueur de 280 mm munie d'un miroir plan et d'un miroir conique d'angle caractéristique de 1° . (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ lointain produite par une lentille de focale $f=100 \text{ mm}$.

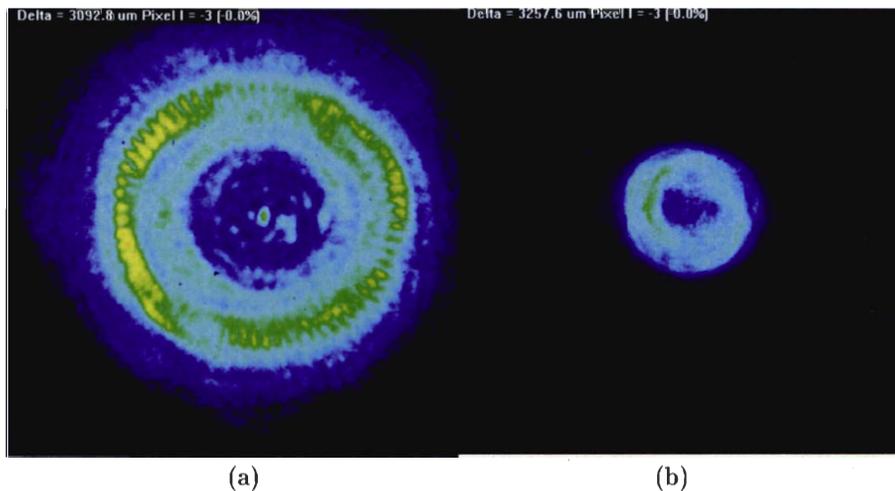


Figure 3.27 : Axicon avec un angle de $0,5^\circ$. (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ proche sur le coupleur de sortie d'une cavité. (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le champ lointain produite par une lentille de focale $f=100 \text{ mm}$.

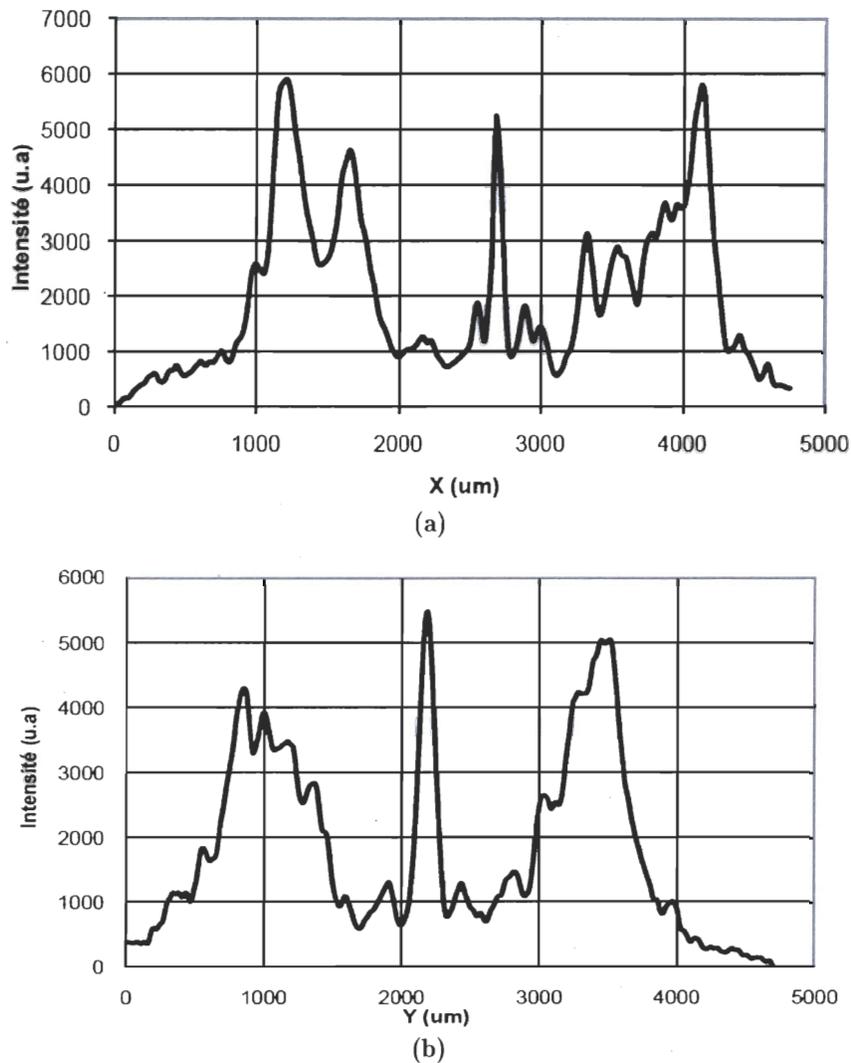


Figure 3.28 : Profil d'intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité avec une longueur de 280 mm munie d'un miroir plan de 30% de réflectivité et d'un miroir conique d'angle de 0.5° : (a) selon une horizontale et (b) selon une verticale de l'image de la figure 3.27(a).

3.7.3 Résonateur optique muni d'un miroir concave et d'un miroir conique

La figure 3.29 est une représentation schématique du résonateur stable muni d'un miroir conique et d'un miroir concave. La cavité se compose d'un axicon (A) avec un angle de 0.5° . Nous avons placé à la distance $L=300$ mm un miroir concave (MCo) semi-réfléchissant agissant comme coupleur de sortie. Ce coupleur a une réflectivité de 90% à

la longueur d'onde de 1064 nm et il a un rayon de courbure de 1 m. La caméra CCD a été placée, dans le champ proche, à la distance $d=100$ mm après des atténuateurs permettant de diminuer l'intensité du faisceau à la sortie du résonateur.

Les images des figures 3.30 et 3.31(a) représentent les distributions transversales en intensité du faisceau de sortie d'un résonateur stable muni d'un miroir conique. La figure 3.30 correspond à la distribution obtenue avec un diaphragme dont l'ouverture est très grande (≈ 12 mm), placé à 7 mm à l'avant du miroir conique. Nous pouvons constater que les effets de la diffraction par les bords due à la tige cylindrique constituant le milieu de gain dégradent de manière significative la qualité spatiale de la distribution en intensité. Afin de diminuer ces effets, nous avons fermé notre diaphragme pour obtenir une ouverture ayant un diamètre environ égal à 5.5 mm (cf. fig. 3.31).

Nous aussi avons observé dans le champ proche une distribution spatiale en intensité avec une forme annulaire en périphérie et, au centre, un anneau dominant entouré par *plusieurs anneaux secondaires* comme illustré à la figure 3.31(a). Nous pouvons donc conclure que ce résultat correspond à une distribution spatiale similaire à celle d'un mode Bessel-Gauss d'ordre angulaire élevé. La distribution radiale en intensité du spectre de Fourier produite avec une lentille de focale $f=100$ mm possède une forme annulaire comme illustrée à la figure 3.31(b). Notons aussi que le faisceau en sortie possède un front d'onde divergent dû au coupleur concave du résonateur.

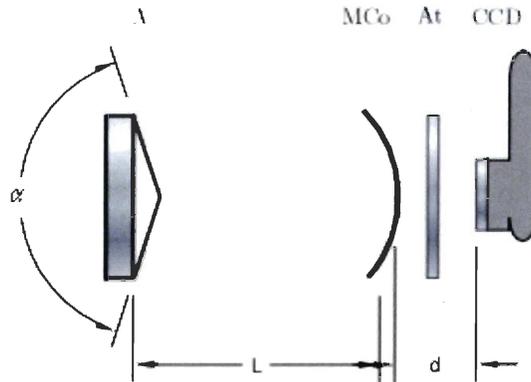


Figure 3.29 : Représentation schématique d'un résonateur optique avec un miroir concave (MCo) semi-réfléchissant de réflectivité 90% à 1064 nm comme coupleur de sortie et d'un miroir conique (A) d'angle caractéristique $\alpha = 0.5^\circ$.

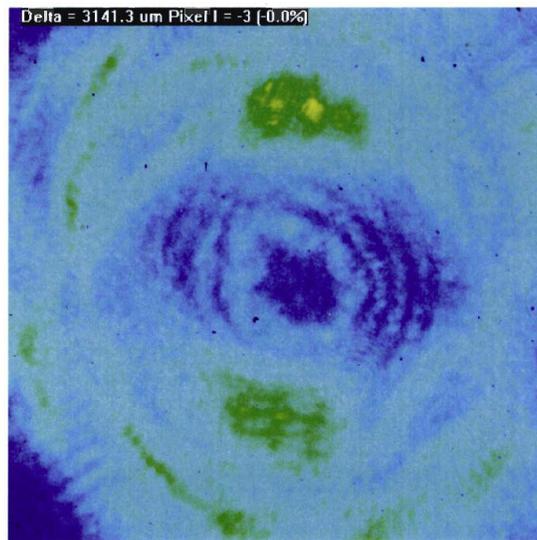


Figure 3.30 : La cavité est sans diaphragme (ouverture de diamètre 12 mm). Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle en intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité stable d'une longueur de 300 mm munie d'un miroir concave de rayon de courbure de 1 m et d'un miroir conique d'angle de 0.5° .

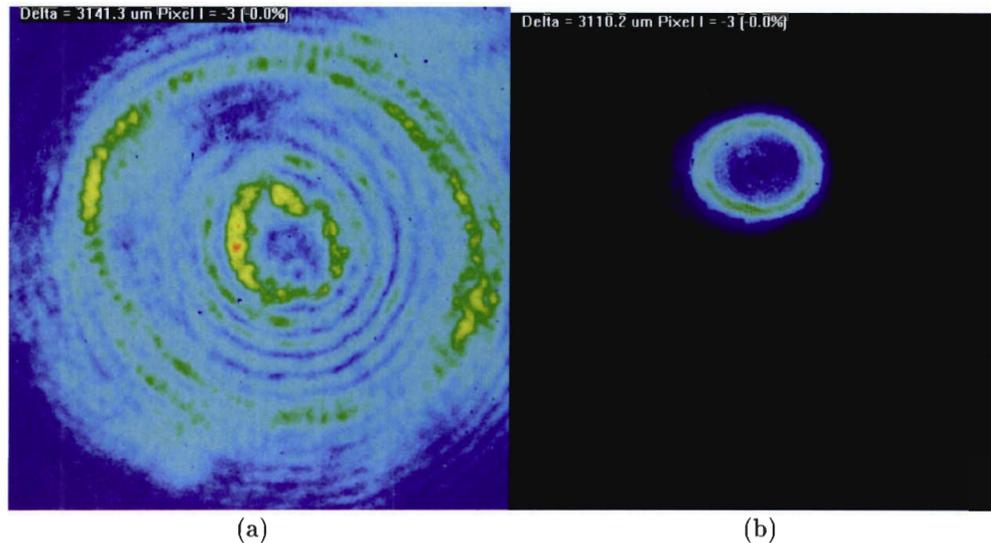


Figure 3.31 : Une ouverture de 5.5 mm de diamètre limitant l'extension du faisceau (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle en intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité stable munie d'un miroir concave de rayon de courbure de 1 m et d'un miroir conique d'angle conique de 0.5° . (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales.

3.7.4 Résonateur optique muni d'un miroir convexe et d'un miroir conique

La figure 3.32 montre une représentation schématique de la cavité laser instable munie d'un miroir conique. La cavité se compose d'un axicon (A) ayant les mêmes caractéristiques que le miroir conique dans la section 3.7.3. Nous avons placé à la distance $L=300 \text{ mm}$ un miroir convexe (MCx) semi-réfléchissant comme coupleur de sortie ayant une réflectivité de 90% à la longueur d'onde de 1064 nm et un rayon de courbure $R = -5 \text{ m}$. La caméra CCD a été placée à la distance $d=100 \text{ mm}$ après des atténuateurs absorbants permettant de diminuer l'intensité du faisceau à la sortie du laser.

Les images montrées aux figures 3.33 et 3.34 représentent les distributions transversales de l'intensité du faisceau de sortie d'un résonateur muni d'un miroir conique et d'un miroir convexe. Nous avons constaté que les effets de la diffraction par les bords de la tige de Nd:YAG dégradent de manière significative la qualité spatiale de

la distribution en intensité du faisceau de sortie. Afin de diminuer ces effets, nous avons placé un diaphragme de diamètre environ égal à 5.5 mm.

Nous avons mesuré dans le champ proche la distribution en intensité obtenue pour cette ouverture. Cette distribution en intensité est illustrée à la figure 3.33(a). Elle présente au centre une distribution en intensité annulaire dominante entourée d'une série d'anneaux. Le diamètre de la forme annulaire au centre de la distribution est plus petit que dans le cas d'un résonateur stable. La forme annulaire localisée au centre dans le champ proche et la forme annulaire du faisceau dans le champ lointain appuient le fait que le faisceau mesuré est un faisceau Bessel-Gauss d'ordre élevé. La distribution transversale en intensité dans le domaine de fréquences spatiales obtenue avec une lentille de focale $f=100\text{ mm}$ montre une distribution annulaire comme illustré à la figure 3.33(b). Notons aussi que le faisceau en sortie possède un front d'onde convergent négligeable (i.e. le rayon de courbure du miroir convexe est de -5m) dû au coupleur de sortie convexe du résonateur. La figure 3.34 montre des coupes horizontale et verticale du faisceau en champ proche.

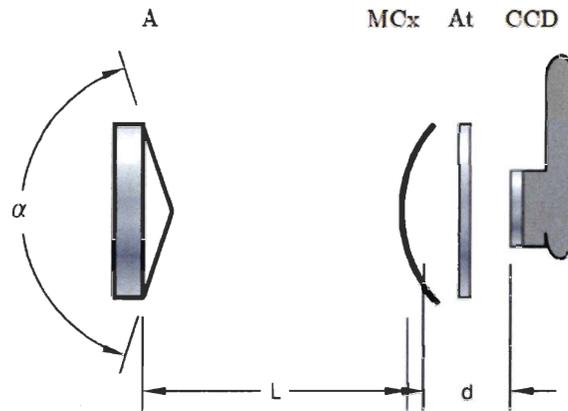


Figure 3.32 : Représentation schématique d'un résonateur optique avec un miroir convexe (MCx) semi-réfléchissant de réflectivité 90% à 1064 nm agissant comme coupleur de sortie et d'un miroir conique (A) d'angle caractéristique $\alpha = 0.5^\circ$. Nous avons réalisé une mesure du faisceau de sortie à une distance $d=100$ mm où nous avons placé une caméra CCD. En avant de la CCD, nous avons placé un atténuateur absorbant (At) afin de diminuer l'intensité du faisceau.

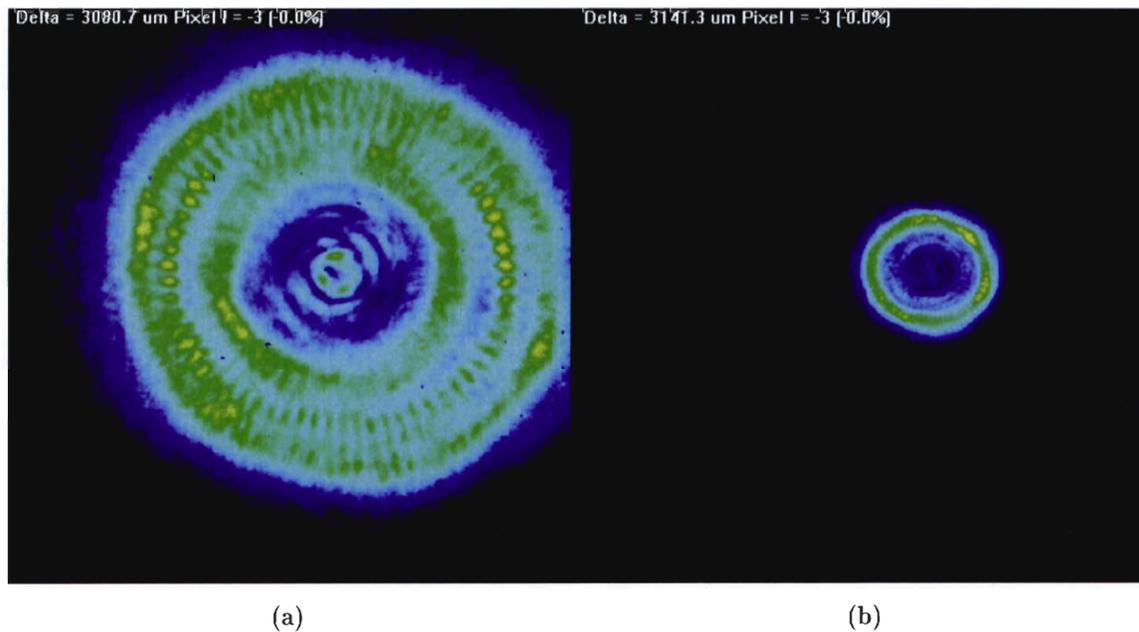
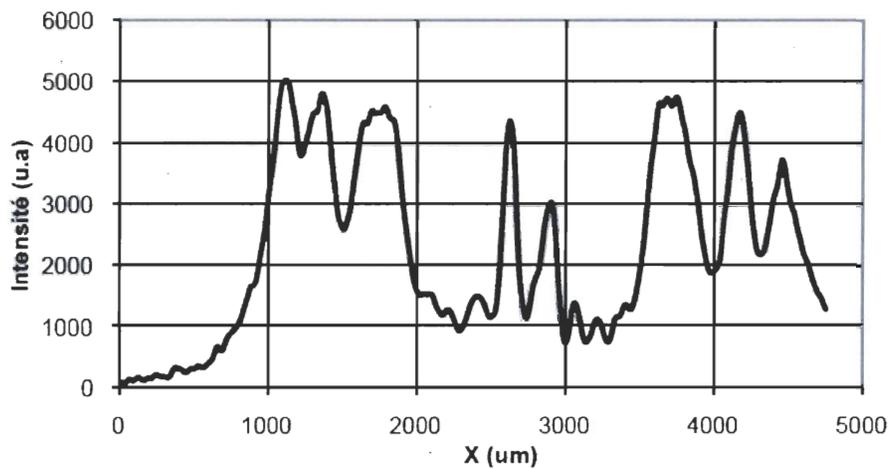
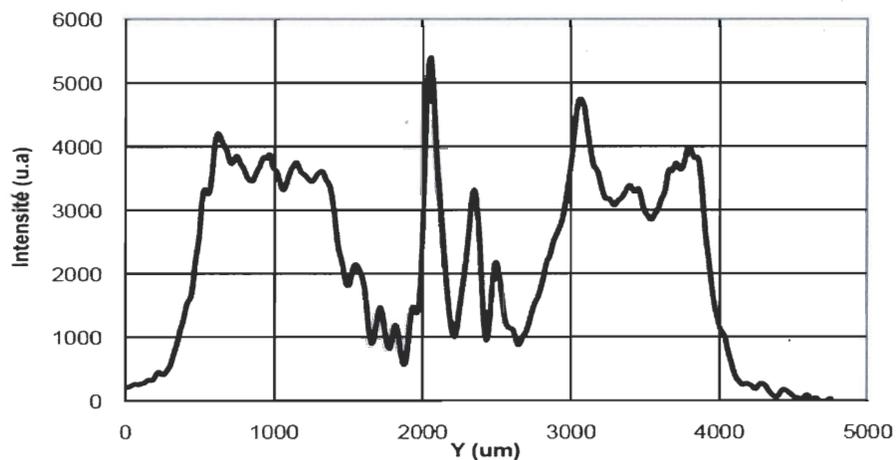


Figure 3.33 : L'ouverture du diaphragme est de 5.5 mm; (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité instable munie d'un miroir convexe de rayon de courbure de $R=-5 \text{ m}$ et d'un miroir conique d'angle 0.5° . (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales.



(a)



(b)

Figure 3.34 : Section horizontale (a) et verticale (b) de la distribution bidimensionnelle d'intensité de la figure 3.33(a); (a) sur le coupleur de sortie d'une cavité d'une longueur de 300 mm muni d'un miroir convexe de rayon de courbure $R=-5$ m de 90% de réflectivité et d'un miroir conique d'angle conique de 0.5° . Le diaphragme intra-cavité a une ouverture de diamètre de 5.5 mm.

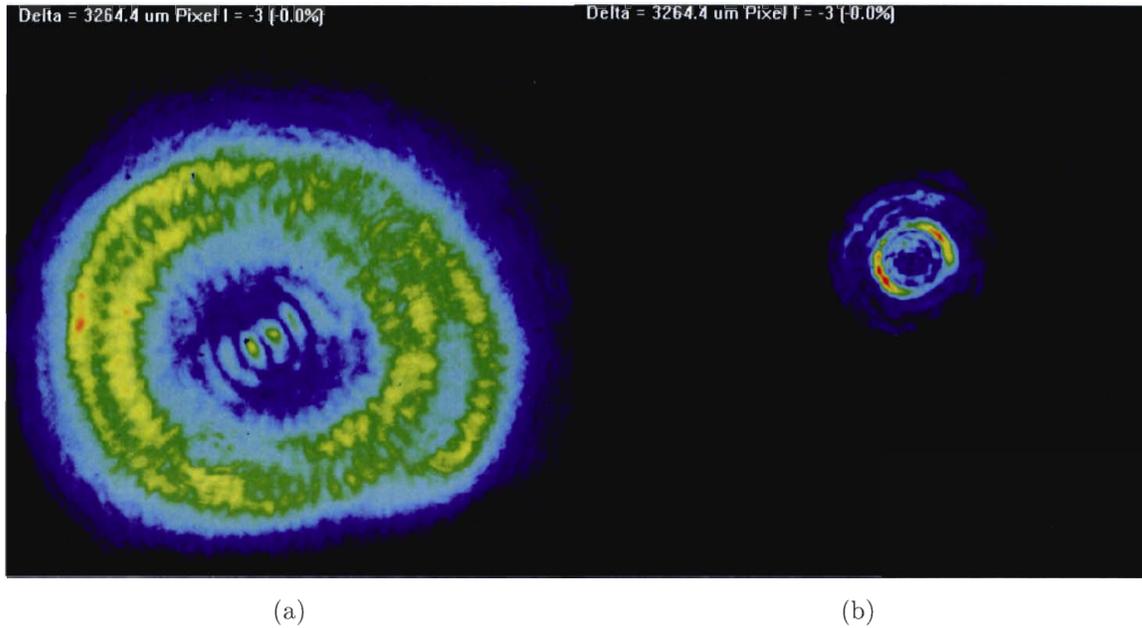


Figure 3.35 : (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle en intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité instable de longueur 300 mm muni d'un miroir convexe de rayon de courbure de $R=-5 \text{ m}$ et d'un miroir conique d'angle s'élevant à 0.5° . (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales. Dans ce cas, le coupleur avant est désaligné de quelques microradians.

La figure 3.35(a) montre que la distribution en intensité mesurée de la cavité optique illustrée à la figure 3.32 est asymétrique. Nous pensons qu'un désalignement de quelques microradians du coupleur de sortie (i.e. lequel introduit alors de l'astigmatisme) est à l'origine de cette rupture de symétrie dans la distribution d'intensité mesurée.

Notons que là encore la qualité du faisceau est affectée par la diffraction due aux bords de la tige du milieu de gain. Nous pouvons constater qu'au centre de la distribution annulaire, nous avons l'apparition d'une modulation en intensité très similaire à celle discutées par M. Alvarez et al. [Alv.1, Alv.2]. Si nous nous basons sur leur interprétation, nous avons ici conclure que le centre de notre faisceau dans ce cas s'apparente à celui d'un faisceau du type *Mathieu-Gauss*. Nous pouvons comparer ceci à la figure 1.11 du premier chapitre qui appuie ce résultat.

Nous avons aussi mesuré la distribution spatiale en intensité (figure 3.35(b)) de la cavité dans le champ lointain produite par une lentille de focale $f=100\text{ mm}$. Nous remarquerons là aussi une très grande similitude avec la distribution en intensité dans le champ lointain montrée à la figure 3.14(b) où nous pouvons observer le spectre d'un faisceau de Mathieu-Gauss d'ordre zéro ou celui d'un faisceau *Bessel-Gauss* d'ordre angulaire un.

3.8 Conclusion

Nous avons montré que l'intérêt principal d'un résonateur laser Nd:YAG muni d'un miroir conique est la possibilité d'obtenir un mode Bessel-Gauss de divers ordres angulaires pour des applications comme les pièges optiques en physique atomique ou de pinces optiques en biologie. L'avantage de notre résonateur, par rapport au laser à CO_2 , c'est qu'il est plus compact, il opère en régime impulsionnel et offre la possibilité d'avoir d'atteindre une densité d'énergie élevée.

Nous avons étudié expérimentalement la génération de faisceaux Bessel-Gauss à partir de trois configurations différentes de résonateurs optiques d'une longueur de 300 mm munis d'un miroir conique d'angle caractéristique 0.5° ou 1° . Avec un coupleur plan, nos résultats montrent une distribution spatiale en intensité ayant au centre un pic en intensité dominant autour duquel nous observons la présence d'anneaux secondaires de plus faible intensité. Nous avons aussi constaté une forme annulaire prépondérante en intensité en périphérie du pic central qui caractérise le comportement d'un faisceau Bessel-Gauss (avec un miroir plan nous avons l'ordre zéro). Notons que cette forme annulaire est affectée par la diffraction due aux bords de la tige de Nd:YAG. Ceci dégrade de manière très significative la qualité du faisceau.

Nous avons ensuite réalisé des mesures de distributions spatiales pour un résonateur optique ayant comme coupleur de sortie un miroir concave de rayon de courbure de 1 m et une réflectivité de 90% avec lui aussi un miroir conique avec un angle caractéristique de 0.5° . Nous avons observé une distribution spatiale en intensité à la sortie dégradée par la diffraction due aux bords de la tige de Nd :YAG. Pour diminuer cet effet, nous avons placé à l'intérieur de la cavité un diaphragme à 7 mm du miroir conique. L'ajustement de l'ouverture du diaphragme à un diamètre de 5.5 mm nous a permis d'observer une distribution spatiale en intensité formée par une forme annulaire en périphérie et au centre par un anneau dominant entouré par plusieurs anneaux secondaires. La forme annulaire localisée en périphérie appuie le fait que le faisceau est de la famille des faisceaux Bessel-Gauss. La forme de la distribution spatiale en intensité au centre est très similaire à celle d'un faisceau de Bessel-Gauss d'ordre angulaire élevé.

Finalement, nous avons étudié un résonateur optique ayant comme coupleur de sortie un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m et une réflectivité de 90% avec lui aussi le même miroir conique avec un angle caractéristique de 0.5° . Nous avons observé une distribution spatiale en intensité à la sortie de forme annulaire en périphérie avec, au centre, un anneau dominant entouré d'une série d'anneaux secondaires. Le diamètre de la forme annulaire au centre de la distribution est plus petit que dans le cas d'un résonateur stable. De même, la forme annulaire localisée en périphérie appuie le fait que le faisceau est de la famille des faisceaux Bessel-Gauss. La forme de la distribution spatiale en intensité au centre est très similaire à celle d'un faisceau de Bessel-Gauss d'ordre angulaire élevé.

Nous avons aussi constaté que le désalignement de la cavité laser introduit de l'astigmatisme. Ceci modifie la distribution en intensité au centre en lui donnant une forme similaire à celle d'un faisceau de Mathieu-Gauss. Cependant, notons que bien que nous n'ayons pas présenté ici les résultats la variation de la longueur de la cavité de 280

mm à 800 mm, rien ne change quant à la forme du mode fondamental des configurations stables et instables. Nous pouvons conclure, que pour ces résonateurs les modes azimutaux sont très difficiles à éliminer car il y a une faible sélectivité angulaire.

Chapitre 4

Étude des résonateurs laser munis d'un miroir conique holographique

4.1 Mise en contexte

Les premiers travaux sur les propriétés des réseaux circulaires datent de 1926 et sont réalisés par V. Ronchi. Ces travaux ont été menés dans le cadre de l'utilisation de tels éléments optiques pour la mesure d'étoiles doubles en astrophysique. Les travaux de J. Dyson [Dys.1] en 1958 ont montré que ce type de réseau dans les conditions où seuls les premiers ordres de diffraction apparaissent génère un champ de forme Bessel dans le champ proche. Fedotowsky et al. [Fed.1] ont analysé les ordres de diffraction des

réseaux circulaires (fig. 4.1). Ils ont constaté que chaque ordre peut être associé à un axicon convergent ou un axicon divergent (fig. 4.2).

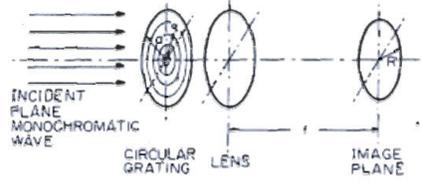


Figure 4.1 : Montage étudié par Fedotowsky et al. [Fed.1]

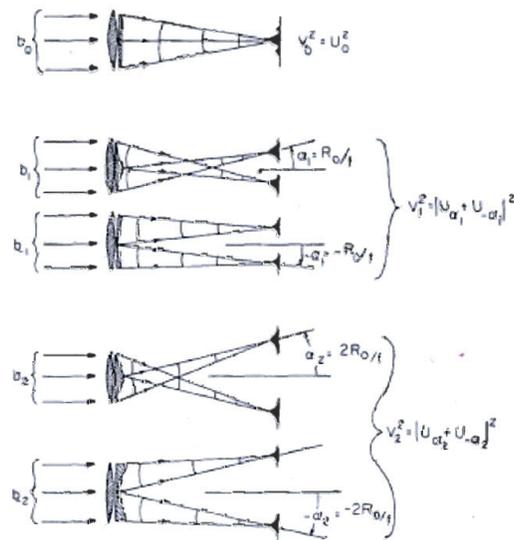


Figure 4.2 : Analogie avec les axicons convergents et divergents des ordres de diffraction produits par les réseaux circulaires selon Fedotowsky et al. [Fed.1].

Les travaux de Vasara et al. [Vas.1] en 1989 montrent la possibilité de générer des faisceaux de Bessel à partir d'hologrammes générés par ordinateur. Ils ont étudié le cas où le réseau circulaire est un réseau d'amplitude. De même, il est possible de générer des réseaux circulaires en amplitude à partir d'un modulateur magnéto-optique [Dav.1].

Récemment, les travaux de L. Niggli et al. [Nig.1] ont exposé des résultats théoriques et expérimentaux sur un réseau circulaire binaire de phase gravé dans du verre ayant comme pas $\Lambda = 356.5 \mu m$ à une profondeur h de $578 nm$. Il faut noter qu'ils

ne précisent pas dans leur article le moyen qu'ils utilisent pour fabriquer leur élément. De même, ils ne montrent pas la distribution spatiale en intensité dans le champ proche. De plus, ils montrent théoriquement que le faisceau optique transmis par cet élément optique peut être interprété comme la somme de lentilles coniques positives (i.e. axicons convexes) et négatives (i.e. axicons concaves) de différents ordres, tout comme Fedotowsky et al.. Finalement, Niggl et al [Nig.1] montrent la possibilité d'utiliser de tels éléments pour déterminer avec précision la focale d'une lentille. Cependant, la méthode de génération de faisceau Bessel par une lentille conique a été retenue comme celle qui permet d'obtenir un taux de conversion le plus élevé de l'intensité lumineuse incidente par rapport aux autres méthodes. Il est à noter qu'il est très difficile concrètement de fabriquer ce type d'élément pour des petits angles à cause de sa forme conique. C'est pour cette raison que nos travaux actuels se sont orientés vers une méthode d'holographie conventionnelle pour la génération de ces faisceaux.

Dans ce chapitre, nous proposons de produire des réseaux circulaires par une méthode holographique originale pour la génération de faisceaux Bessel. De ce fait, nous les avons nommés *axicons holographiques*. Cette méthode se base sur l'enregistrement de la figure d'interférence produite directement par une lentille conique dans un matériau photosensible. Ainsi, nous avons pu réaliser des réseaux à symétrie circulaire de période allant de 10 à 700 μm . Ces réseaux sont transférés dans un substrat de silice fondue par un procédé de gravure à plasma ionique. Les résultats expérimentaux obtenus montrent que ces axicons holographiques génèrent dans le champ proche un faisceau similaire à celui d'une fonction de Bessel. Finalement, nous avons analysé expérimentalement la structure spatiale en intensité dans le champ lointain. Nous montrons que celle-ci est formée par plusieurs sources annulaires d'intensité décroissante du centre vers l'extérieur. Nous avons recouvert ces réseaux circulaires d'un revêtement métallique afin d'obtenir un miroir conique holographique. Finalement, nous avons introduit cet élément comme miroir dans un résonateur laser instable.

4.2 Théorie des réseaux circulaires

4.2.1 Effet de la périodicité d'un réseau circulaire

Dans cette section, nous faisons un bref exposé des bases théoriques connues sur les réseaux circulaires car notre objectif principal est surtout de fabriquer des réseaux circulaires et de les utiliser dans une cavité laser. Cependant, il est intéressant de connaître le comportement des ordres produits par un réseau circulaire. Dans cette perspective, Niggl et al. [Nig.1] ont développé une approche théorique basée sur le développement en série de Fourier d'un réseau circulaire qu'ils considèrent comme étant une structure périodique. Ceci leur a permis de considérer les ordres produits par un tel réseau comme des axicons convergents ou divergents. Cependant, il faut noter qu'ils ne sont pas réellement les premiers à utiliser cette approche, car Fedotowsky et al. [Fed.1] l'ont déjà proposée auparavant.

Nous considérons la fonction de transmission complexe d'un réseau circulaire périodique et de rayon R . Comme cette fonction est périodique, elle peut être développée comme une série de Fourier telle que :

$$T(r) = \begin{cases} \sum_{-\infty}^{+\infty} C_m \exp\left(-2\pi j \frac{m}{\rho} r\right) & 0 \leq r \leq R, \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \quad (4.1)$$

Nous pouvons séparer la somme en deux parties l'une pour les valeurs de m positives et l'autre pour les valeurs de m négatives. Nous notons aussi que :

$$\rho_m = \rho/|m|, \quad (4.2)$$

et nous aurons :

$$T(r) = C_0 + \sum_{m=1}^{+\infty} C_m \exp\left(+j \frac{2\pi}{\rho_m} r\right) + \sum_{m=1}^{+\infty} C_{-m} \exp\left(-j \frac{2\pi}{\rho_m} r\right). \quad (4.3)$$

Le premier terme dans ce développement correspond à l'ordre zéro. Les deux autres termes sont associés aux ordres positifs et négatifs du réseau de diffraction. Si nous comparons cette transmission à la transmission d'un axicon, nous pouvons constater que cette transmission complexe peut être décrite comme une somme de fonctions de transmission correspondant à des axicons convergents (m positif) et divergents (m négatif).

4.2.2 Intérêts pratiques des réseaux circulaires ou axicons holographiques

Nous montrons dans cette section l'intérêt pratique de fabriquer des réseaux circulaires. Nous savons que la méthode de génération de faisceaux Bessel par un axicon permet d'obtenir le taux de conversion le plus élevé de l'intensité lumineuse incidente par rapport à toutes les autres méthodes. Il est à noter cependant qu'il est très difficile concrètement de fabriquer ce type d'élément pour des petits angles à cause de la forme conique requise. Il serait alors intéressant d'avoir un élément optique permettant de générer des faisceaux Bessel comme les axicons conventionnels mais avec cependant la possibilité de simuler des axicons avec des petits angles. D'ailleurs, nous avons obtenu un axicon de $\alpha = 1^\circ$ satisfaisant nos exigences après plusieurs essais auprès des fournisseurs. Il est difficile de bien réaliser les pointes (partie centrale) mécaniques de haute précision. Nous pouvons nous affranchir de ce problème par holographie en utilisant la figure d'interférence produite par un axicon. Nous pouvons en régler la période par le grandissement de la figure d'interférence au moyen d'un télescope.

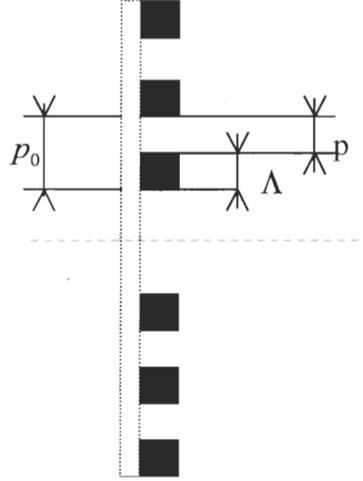


Figure 4.3 : Représentation schématique d'un réseau circulaire

Dans cette perspective, considérons un axicon holographique ou réseau circulaire schématisé à la figure 4.4. La période p_0 de la structure périodique est donnée à partir la relation :

$$p_0 = \frac{2\pi}{k_t}. \quad (4.5)$$

où k_t est la composante transversale du vecteur d'onde du faisceau d'inscription. Nous définissons le paramètre γ à par la relation:

$$\gamma = p_0 k. \quad (4.6a)$$

Ainsi,

$$\gamma = \frac{2\pi}{k_t} k. \quad (4.6b)$$

En utilisant l'optique géométrique (cf. chapitre 1), nous pouvons obtenir la relation suivante sur la distance d'invariance en propagation :

$$Z_{\max} = \frac{\gamma R}{2\pi}, \quad (4.7)$$

où R est le rayon de l'ouverture pupillaire du réseau circulaire. En remplaçant l'équation (4.6) dans (4.7):

$$Z_{\max} = \frac{p_0 R}{\lambda}. \quad (4.8)$$

La distance d'invariance en propagation dépend de l'interfrange de la figure d'interférence enregistrée, de la longueur d'onde λ du faisceau incident, du rayon R de l'ouverture pupillaire de l'axicon holographique. Si la taille w_0 du faisceau incident limite la dimension de l'hologramme, alors :

$$Z_{\max} = \frac{p_0 w_0}{\lambda}. \quad (4.9)$$

Ainsi, pour une longueur d'onde et une période du réseau fixes, la distance d'invariance en propagation dépend de la taille w_0 du faisceau incident. De plus, nous avons vu que la distance d'invariance en propagation pour un axicon est définie par :

$$Z_{\max} = \frac{w_0}{(n-1)\alpha}. \quad (4.10)$$

En égalisant l'équation (4.9) et (4.10), nous déduisons la relation :

$$\alpha = \frac{\lambda}{(n-1)p_0}. \quad (4.11)$$

Cette relation est très intéressante sur le plan pratique puisqu'elle montre que, pour une onde monochromatique l'angle caractéristique de l'axicon holographique est inversement

proportionnel à la période du réseau. Donc, plus la période est grande, plus l'angle caractéristique de l'axicon holographique est petit.

4.3 Fabrication de réseaux circulaires

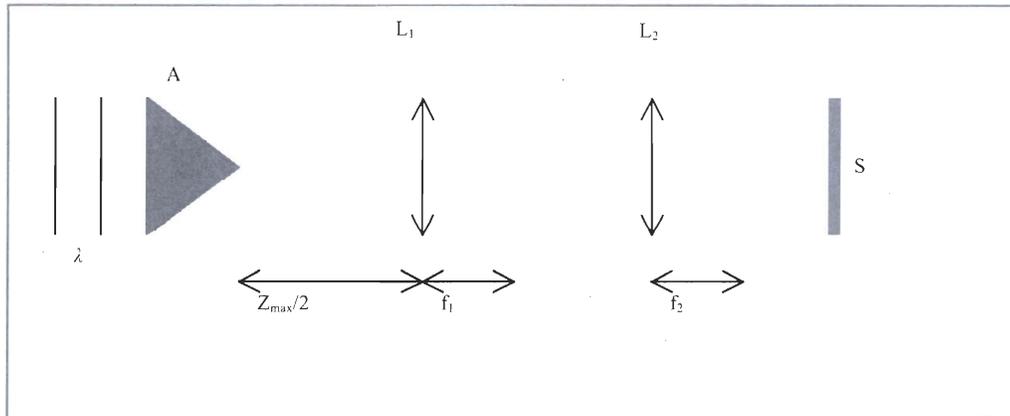


Figure 4.4 : Montage utilisé pour la génération de franges à symétrie circulaire.

Nous avons utilisé une source laser à ions de krypton dont la longueur d'onde est de 413 nm. Le montage est composé d'un axicon A fabriqué dans de la silice fondue d'indice de réfraction $n=1,45$ et possédant un angle caractéristique $\alpha = 1^\circ$, tel qu'illustré à la figure 4.4. L'axicon a un diamètre de 10 mm. Nous avons déterminé la distance d'invariance en propagation de l'axicon en verre qui dépend du diamètre de faisceau d'entrée, lequel a un profil spatial quasi-gaussien. Nous avons mesuré une distance z_{\max} égale à 300 mm pour une taille de faisceau à l'entrée de 2.5 mm. À la moitié de cette distance, nous avons placé une lentille L_1 ayant une distance focale de 75 mm. Cette lentille effectue la transformée de Fourier du faisceau de Bessel pour obtenir dans son plan focal un anneau. Une lentille L_2 de distance focale de 100 mm est placée dans la région se situant après la distribution annulaire. Son foyer est placé dans le plan où apparaît la distribution annulaire. Elle permet de reproduire la figure de Bessel avec un angle caractéristique différent α en réalisant un grandissement. La figure d'interférence obtenue après la seconde lentille est enregistrée dans un matériau photosensible. Nous

avons illustré à la figure 4.5 les rayons géométriques d'un tel montage à partir du logiciel OptGeo afin d'apprécier le grandissement produit le montage.

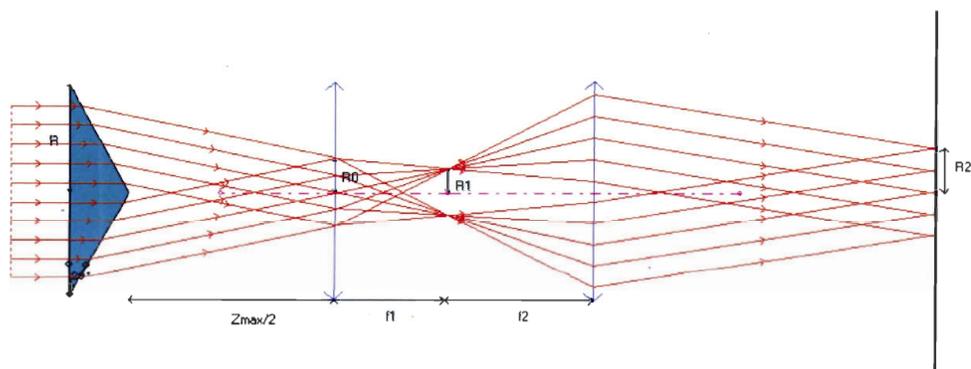


Figure 4.5 : Tracé des rayons géométriques dans le montage utilisé pour produire nos réseaux holographiques circulaires.

Nous avons procédé à l'acquisition à partir d'une caméra numérique de l'image générée de la figure d'interférence produite par un axicon avec un angle de 1° . Le faisceau entrant sur l'axicon a une distribution gaussienne et il est collimé (i.e. front d'onde plan). Dans notre cas, nous nous sommes assurés que la taille du faisceau (≈ 2.5 mm) était inférieure au rayon de l'axicon, soit inférieure à 10 mm. Cette condition doit être respectée pour éviter les effets de bord. Nous avons analysé les coupes horizontale et verticale de l'image de forme bidimensionnelle comme illustré aux figures 4.6(b) et 4.6(c). Il faut constater l'asymétrie dans le profil spatial en intensité. Ceci est surtout mis en évidence dans le premier lobe secondaire dont les variations en intensité réparties radialement sont non uniformément distribuées. L'observation de la distribution spatiale en intensité illustrée à la figure 4.6(a) montre des variations d'intensité lumineuse dans les franges d'interférence selon l'axe radial du faisceau.

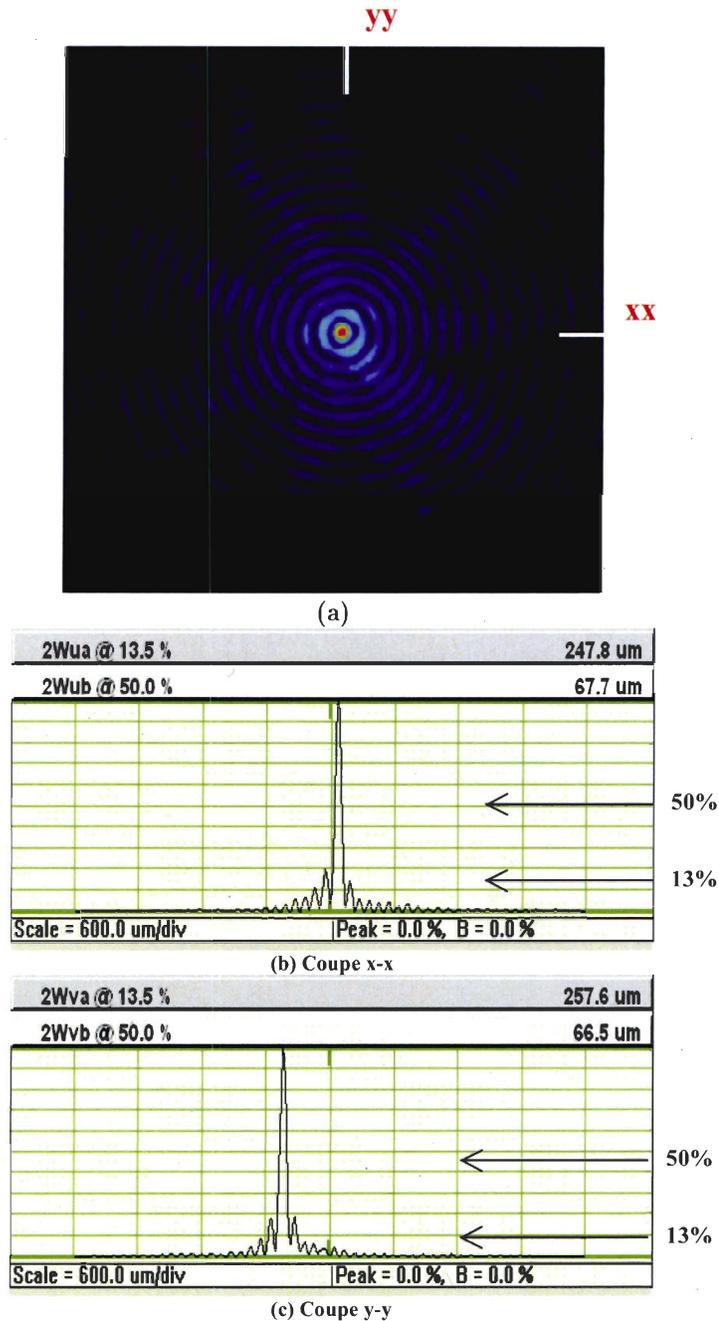


Figure 4.6 : (a) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) bidimensionnelle de la distribution en intensité produite avec un axicon conventionnel après avoir subi un grandissement de $4/3$. (b) et (c) vues en coupe horizontale et verticale de la distribution.

L'origine de ces variations en intensité est propre à la fabrication de l'axicon de verre. Dans le cas d'un axicon conique, le sommet du cône (i.e. proche de l'axicon) joue un rôle important dans les variations de la distribution spatiale d'intensité. Ces variations sont très prononcées à certaines positions longitudinales et radiales de la

distribution spatiale d'intensité. Il faut remarquer que la distribution d'intensité dans la figure d'interférence générée par l'axicon conique limite la qualité des franges à enregistrer et par le fait même la qualité des réseaux circulaires qui seront inscrits.

Nous allons maintenant décrire brièvement les étapes à suivre pour la fabrication. En fait les procédés de préparation des substrats, de déposition de la résine photosensible, de développement, de recuit et de gravure sèche sont identiques à la description faite dans le chapitre 2. L'enregistrement de la distribution spatiale d'intensité dans un matériau photosensible permet, après un développement chimique (i.e. développeur WNRD dans ce cas-ci), d'obtenir l'empreinte de la figure d'interférence. Nous avons utilisé une résine photosensible négative HNR-80 de la compagnie Fujifilm.

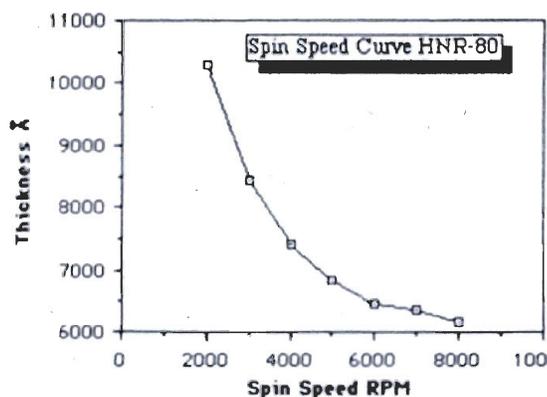


Figure 4.7 : Courbe de la variation de l'épaisseur de la résine photosensible HNR-80 en fonction de la vitesse de la centrifugeuse. Cette courbe est fournie par la compagnie Fujifilm.

Une couche mince d'une épaisseur d'environ 1000 nm a été déposée sur un substrat de verre par centrifugation à 2000 tr/min (fig. 4.7). Dans le cas de la résine photosensible négative, la partie éclairée du matériau ne disparaît pas lors du développement chimique. Nous avons par la suite procédé à un transfert dans du verre de silice fondue par gravure à faisceau d'ions d'un mélange de gaz de $\text{CH}_3\text{F}/\text{O}_2$. Dans ce cas, le taux de gravure est de 1.23 et reste identique à celui de la résine photosensible positive. Finalement, les

réseaux holographiques gravés obtenus sont recouverts par un revêtement métallique de cuivre pour l'utilisation comme miroir conique holographique dans un laser.

4.4 Caractérisation des réseaux circulaires

Après le processus de fabrication, nous devons caractériser les réseaux de diffraction circulaires à partir du profil en surface de la structure, de l'efficacité de diffraction et du profil de réflectivité. Le profil général en surface de la structure périodique est obtenu à l'aide d'un microscope à faisceau d'électrons ou par un microscope en polarisation afin d'apprécier la qualité de la gravure dans le verre. Nous montrons des images obtenues en deux dimensions de la structure périodique à la figure 4.8.

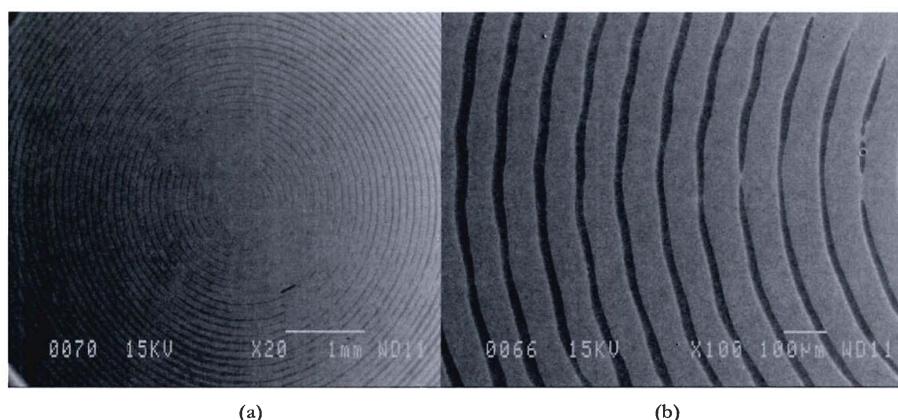


Figure 4.8 : Images obtenues à partir d'un microscope à faisceau d'électrons. Nous pouvons apprécier sur les images l'échelle de mesure comme référence pour la mesure de la période ((a) 1 mm et (b) 100 μ m)

L'image de la figure 4.8(a) permet d'apprécier les effets de la distribution transversale en intensité du faisceau Bessel lors l'enregistrement. Les imprécisions au centre sont dues à la saturation de la résine. Ceci se traduit par une structure du réseau mal définie au centre (cf. fig. 4.8). Au contraire, nous pouvons voir que les franges circulaires sur la photo de la figure 4.9 au-delà du centre du réseau sont de bonne qualité. Notons que si la puissance du faisceau est trop élevée, les franges centrales (i.e. le pic central dominant et le premier anneau secondaire du faisceau Bessel) se traduisent

par une structure au centre du réseau avec une périodicité moins bien définie ou complètement inexistante, comme illustré à la figure 4.8(a).

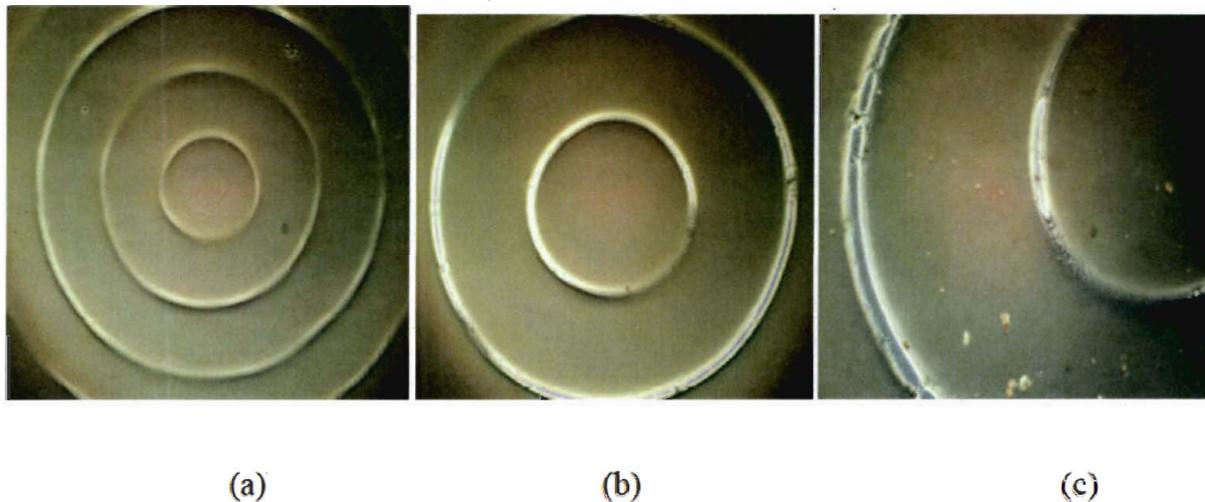


Figure 4.9: Images prises par un microscope à polarisation de différents réseaux réalisés : la période des réseaux circulaires est de (a) $200\ \mu\text{m}$, (b) $350\ \mu\text{m}$ et (c) $765\ \mu\text{m}$.

Il est donc possible d'obtenir des franges d'interférence d'une très bonne qualité, soit en disposant d'un très bon axicon ou en utilisant la figure d'interférence à une bonne distance de l'axicon, là où les effets de la pointe sont minimisés. De plus, l'enregistrement de la figure d'interférence doit se faire pour une puissance de l'ordre de 0.5 à $1\ \text{mW}$ pour des temps d'exposition pouvant varier de 10 secondes à 1 minute. En général, il n'est pas recommandé d'enregistrer des franges d'interférence pour un interféromètre à deux branches avec des temps trop longs pour une question de stabilité des franges. Dans ce cas, un stabilisateur de frange est requis. Cependant, dans notre cas, nous avons l'avantage d'avoir un interféromètre à une seule branche. Ceci nous assure une très grande stabilité des franges, ce qui implique d'excellentes conditions d'enregistrement. La figure 4.9 illustre les résultats obtenus après les différentes corrections proposées précédemment.

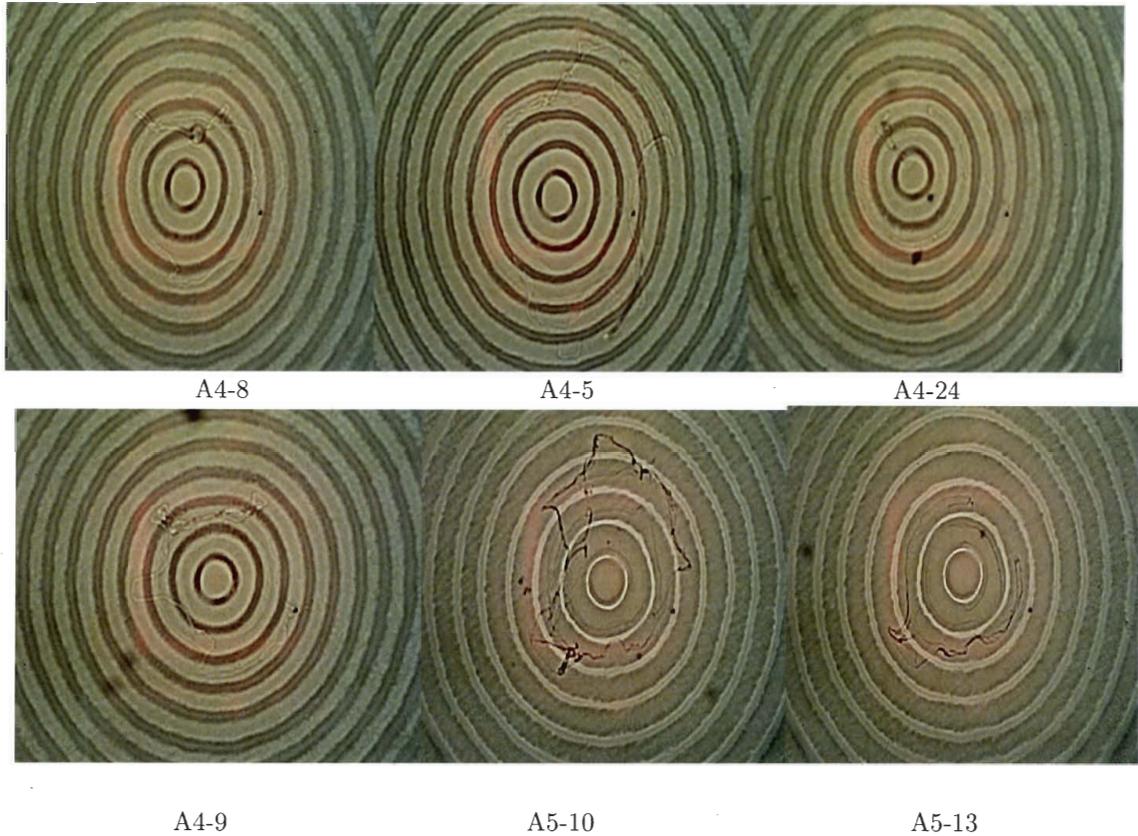


Figure 4.10 : Images par un microscope à polarisation de différents réseaux réalisés : la période des réseaux circulaires est de $76 \mu\text{m}$.

Nous avons procédé à l'analyse des réseaux circulaires de période $76.5 \mu\text{m}$ en observant les profils transversaux en intensité produits en transmission; le profil de ces réseaux est montré à la figure 4.10. Nous avons pour cela utilisé le faisceau d'un laser helium-néon à la longueur d'onde de 632.8 nm . Ce faisceau est diffracté par un iris à ouverture fixe de $50 \mu\text{m}$ et collimé par une lentille ayant une distance focale de 150 mm . Le faisceau traverse le réseau circulaire fabriqué de manière holographique. Nous avons mesuré à différentes distances de propagation z , la distribution spatiale générée par celui-ci. Nous pouvons observer les images prises par une caméra CCD Wincam-D à la figure 4.11. Les images ont une dimension de $11.2 \times 9.5 \text{ mm}^2$ et sont prises pour $z = 225$, $z = 380$ et $z = 495 \text{ mm}$ par rapport au réseau circulaire. Notons que le bruit est associé aux imperfections liées aux variations en intensité des franges de la figure d'interférence

de l'axicon. Le bruit généré par les réseaux circulaires est étroitement lié à la qualité de la surface de la lentille conique utilisée.

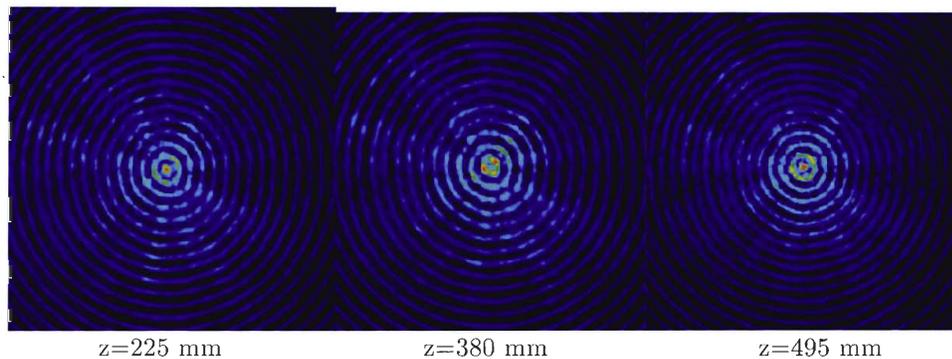


Figure 4.11: Images CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution d'intensité à la sortie de l'axicon holographique pour les distances $z=225 \text{ mm}$, $z=380 \text{ mm}$ et $z=495 \text{ mm}$.

Le champ lointain du faisceau transmis cette axicon holographique est montré à la figure 4.12 et il est obtenu en observant la distribution spatiale d'intensité dans le plan focal d'une lentille de *distance focale de 100 mm*.

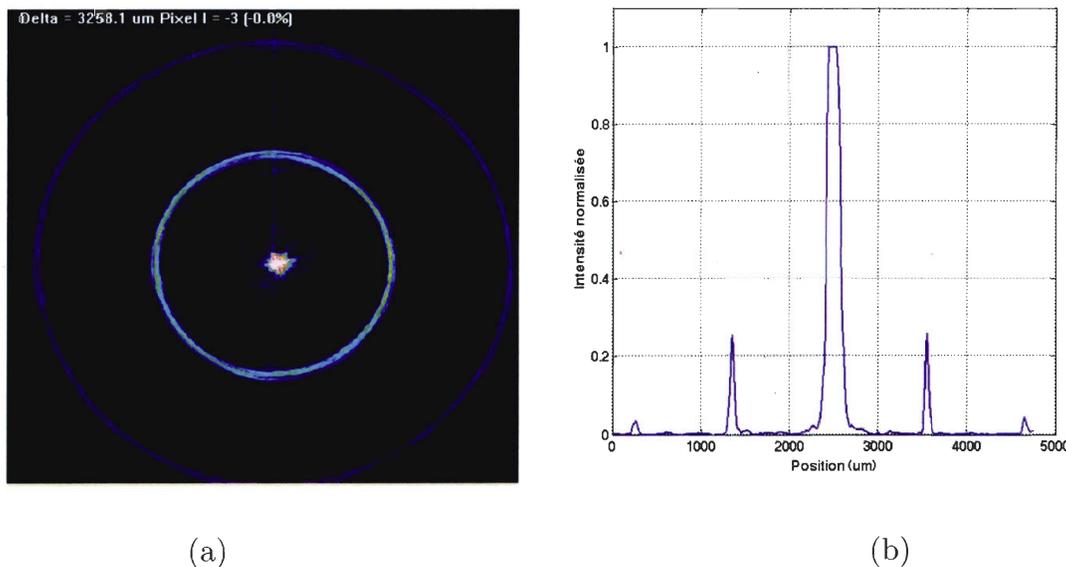


Figure 4.12: Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution d'intensité dans le champ lointain (a) de l'axicon holographique produit par une lentille de distance focale $f=100 \text{ mm}$; (b) coupe horizontale de cette même distribution.

Pour mesurer l'efficacité de diffraction, il nous faut faire trois mesures de la puissance des ordres 0, 1 et 3 puis des ordres 0 et 1 et finalement de l'ordre 0. Notons que 8,8 % correspond à l'énergie distribuée dans des ordres de diffraction d'ordre supérieur. Ces trois mesures sont réalisées en utilisant un diaphragme dans le plan de Fourier. Nous avons calculé les diamètres des différents cercles sur la figure 4.12(b) et comparé aux valeurs théoriques dont la relation est donnée par [Nig.1] :

$$d_m = m \frac{4\pi f}{k_0 p_0}$$

où m est l'ordre de diffraction et $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde . Dans notre cas, la période du réseau circulaire p_0 mesurée est de $76.5 \mu m$, la distance focale de la lentille f est de $100 mm$ et la longueur d'onde du laser utilisé est $\lambda = 632.8 nm$. Les résultats mesurés et caculés sont résumés dans le tableau ci-dessous.

	Efficacité de diffraction	Diamètre mesuré (um)	Diamètre calculé (um)
Ordre 0	52%	170	----
Ordre 1	32%	1850	1700
Ordre 3	7,2%	4850	4963

4.5 Vérification de principe : Résonateur instable muni d'un axicon holographique

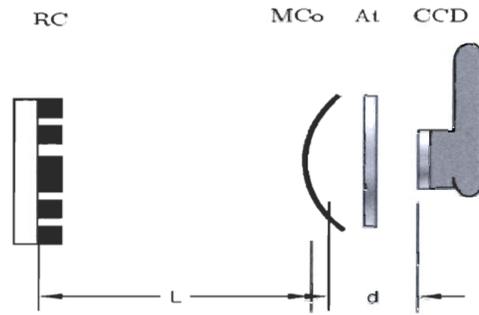


Figure 4.13: Représentation schématique du montage d'un résonateur laser muni d'un miroir convexe et d'un axicon holographique

La figure 4.13 montre une représentation schématique de la cavité laser munie d'un miroir convexe (MCo) comme coupleur de sortie et d'un miroir conique holographique de période $73.2 \mu\text{m}$. La longueur de la cavité est $L=300 \text{ mm}$. Le miroir convexe (MCo) avait une réflectivité de 90% à la longueur d'onde de 1064 nm et un rayon de courbure 5m .

La caméra CCD a été placée à la distance $d=100 \text{ mm}$ après des atténuateurs absorbants (At) permettant de diminuer l'intensité du faisceau à la sortie du résonateur tel qu'illustré à la figure 4.14. Nous avons placé à $d_1=50 \text{ mm}$ du coupleur de sortie du laser une lentille de distance focale $f=100 \text{ mm}$. Ce montage nous a permis de faire les mesures des distributions spatiales bidimensionnelles dans le champ lointain du faisceau de sortie du laser directement au foyer de la lentille.

Les images montrées au figures 4.15 (a) et 4.15(b) représentent les distributions transversales en intensité du faisceau de sortie du résonateur dans le champ proche et dans le champ lointain, respectivement. Nous pouvons constater que les effets de la diffraction par les bords de la tige cylindrique fournissant le gain dégradent de manière significative la qualité spatiale de la distribution en intensité dans le champ proche. Ceci

est principalement dû à l'ordre de diffraction 0 du réseau holographique circulaire qui se propage le long de l'axe résonateur et qui aura un front d'onde divergent après avoir été réfléchi par le miroir convexe (MCo). Cependant, notons que la distribution spatiale en intensité dans le champ proche possède un pic dominant en intensité. Nous ne pouvons pas conclure à partir de ce résultat si nous avons un faisceau Bessel-Gauss.

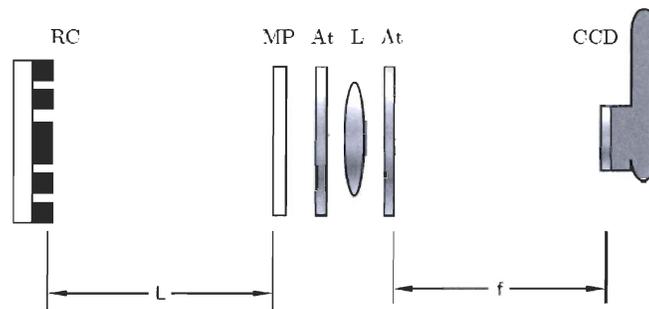


Figure 4.14 : Représentation schématique du montage d'un résonateur muni d'un miroir convexe et d'un axicon holographique pour la mesure du champ lointain.

La distribution radiale en intensité du spectre de fréquences spatiales produit avec une lentille de focale $f=100$ mm (voir la figure 4.13) possède une forme annulaire en périphérie et, au centre, par une contribution importante de forme gaussienne comme illustré à la figure 4.14(b). La forme annulaire localisée en périphérie appuie le fait que le faisceau est de la famille des faisceaux Bessel-Gauss et correspond à l'ordre 1 de diffraction du réseau circulaire. Notons aussi que le faisceau en sortie possède un front d'onde convergent dû au coupleur convexe du résonateur. Le pic au centre est dû à l'ordre 0 du réseau circulaire.

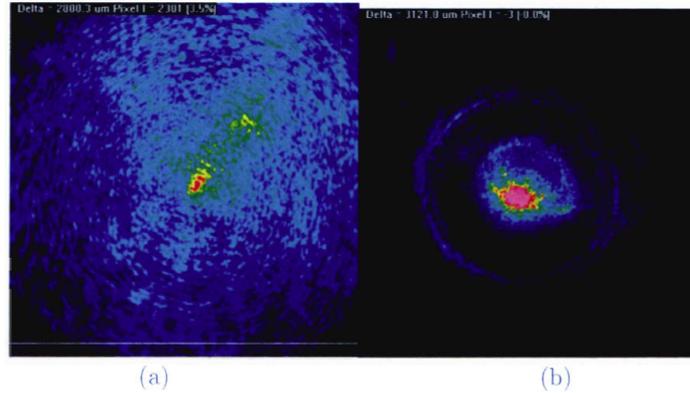


Figure 4.15:(a) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité sur le coupleur de sortie d'une cavité munie d'un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m et d'un axicon holographique. (b) Image CCD ($11,2 \times 9,5 \text{ mm}^2$) de la distribution bidimensionnelle d'intensité dans le domaine des fréquences spatiales.

4.6 Conclusion

Nous avons produit des réseaux circulaires par une méthode holographique originale en vue de générer des faisceaux Bessel. Nous les avons nommés *axicons holographiques*. Cette méthode se base sur l'enregistrement d'une figure d'interférence produite directement par une lentille conique dans un matériau photosensible.

Le montage de base que nous avons mis en place permet de faire un grandissement ou une réduction de la figure d'interférence. Ainsi, nous avons pu réaliser des réseaux à symétrie circulaire de période allant de 70 à $700 \mu\text{m}$. Ces réseaux sont transférés dans un substrat de silice fondue par un procédé de gravure à plasma ionique. Les résultats expérimentaux obtenus montrent que ces axicons holographiques génèrent dans le champ proche un faisceau similaire à celui d'une fonction de Bessel. Cependant, il faut remarquer lors de la propagation le profil spatial en intensité, les différents ordres interférant entre eux (i.e. auto-imagerie naturelle). C'est probablement l'interférence avec le faisceau direct (ordre 0) qui produit ce comportement.

Finalement, nous avons analysé expérimentalement la structure spatiale en intensité dans le champ lointain. Nous montrons que celle-ci est formée par plusieurs sources annulaires d'intensité décroissante du centre vers l'extérieur. Finalement, nous avons introduit cet élément comme miroir dans un résonateur laser instable et nous avons pu constater dans le champ lointain une distribution spatiale en intensité annulaire en périphérie, avec au centre un lobe très intense correspondant respectivement aux ordres de diffraction 1 et 0.

Chapitre 5

Conclusion et Perspectives Futures

Nous allons dans ce chapitre résumer les résultats de nos travaux sur la génération active de faisceaux gaussiens et faisceaux non diffractants par holographie ou par composantes optiques conventionnelles introduites dans des cavités laser. Les enjeux principaux de cette thèse reposent surtout sur la fabrication des éléments holographiques.

Dans le chapitre 2, nous avons fait un bref rappel de nos travaux sur la fabrication des miroirs holographiques ou réseaux holographiques apodisants à travers deux procédés : par *duplication par cuisson à l'ultraviolet* et par *gravure sèche*.

Le procédé par duplication avec l'époxy a donné des résultats intéressants pour remédier aux problèmes liés aux paramètres physiques associés à l'environnement qui

endommageaient à long terme la résine photosensible. Cependant, le procédé de duplication possède deux importants inconvénients, soient la durée de la fabrication et la reproductibilité du procédé.

La seconde méthode apparaît plus appropriée sur le plan de la qualité des éléments produits. Le procédé de fabrication par gravure sèche requiert une durée moins longue et permet de produire plusieurs réseaux holographiques en même temps. Nous avons constaté dans un premier temps que le transfert des réseaux de diffraction à profils sinusoïdaux dans du verre de silice fondue change le profil sinusoïdal en un profil rectangulaire sans n'avoir aucune incidence sur la période initiale du réseau produit dans la résine. Cependant, le profil de réflectivité du réseau apodisant à profil rectangulaire est très similaire à celui de réseaux ayant un profil sinusoïdal. Placé en configuration Littrow comme coupleur de sortie d'un résonateur laser instable, ce type de réseau apodisant à profil rectangulaire produit un faisceau de sortie dans le champ lointain avec un profil similaire à celui d'un faisceau gaussien.

Les enjeux futurs pour de tels éléments seraient de produire des réseaux holographiques apodisants à profil rectangulaire avec un front d'onde divergent ou convergent. Cependant, il serait fort intéressant de choisir une avenue plus intéressante pour optimiser l'efficacité de diffraction. En particulier, nous pourrions envisager de produire des réseaux apodisants ayant un profil blasé de manière holographique. Il suffirait pour cela de déterminer l'angle d'inclinaison δ du substrat par rapport aux faisceaux incidents. Cette méthode a été introduite par Sherandon [She.1] pour les réseaux blasés de manière holographique.

Dans le chapitre 3, nous avons abordé l'étude des résonateurs munis d'un miroir conique. Nous avons étudié expérimentalement la génération de faisceaux Bessel-Gauss à partir de trois configurations différentes de résonateurs d'une longueur de 280 à 300 mm

munis d'un miroir conique d'angle caractéristique 0.5° et 1° pour un laser Nd:YAG opérant à $1.06 \mu\text{m}$. Nos résultats montrent une distribution spatiale en intensité ayant au centre un pic dominant autour duquel nous observons la présence d'un anneau secondaire de plus faible intensité. Nous avons remarqué que ces faisceaux sont affectés par la diffraction due aux bords du milieu de gain. Ceci dégrade de manière très significative la qualité du faisceau.

Nous avons réalisé des mesures de la distribution spatiale du faisceau produit avec un résonateur optique ayant comme coupleur de sortie un miroir concave de rayon de courbure de 1 m et un miroir conique avec un angle caractéristique de 0.5° . Nous avons observé une distribution spatiale en intensité à la sortie de miroir concave dégradée par la diffraction due aux bords du milieu de gain. Pour diminuer cet effet, nous avons placé à l'intérieur de la cavité un diaphragme qui nous a permis d'observer une distribution spatiale en intensité de la famille des faisceaux Bessel-Gauss d'ordre angulaire élevé. L'étude d'un résonateur laser ayant comme coupleur de sortie un miroir convexe de rayon de courbure de -5 m et un miroir conique avec un angle caractéristique de 0.5° nous a permis d'observer une distribution d'intensité semblable à un faisceau de Bessel-Gauss d'ordre angulaire élevé. Nous avons conclu que, dans ce type de résonateur, la sélectivité angulaire était très faible. Finalement, nous avons aussi constaté que le désalignement de la cavité laser introduit de l'astigmatisme. Ceci modifie la distribution en intensité en lui donnant une forme similaire à celle d'un faisceau de Mathieu-Gauss ou d'un faisceau Bessel-Gauss d'ordre angulaire 1.

Afin de remédier au problème de sélectivité de ce type de résonateurs, nous avons produit des réseaux circulaires par une méthode holographique originale pour la génération de faisceaux Bessel. Nous les avons nommés *axicons holographiques*. Cette méthode se base sur l'enregistrement d'une figure d'interférence produite directement par une lentille conique dans un matériau photosensible. L'intérêt pratique de ces

axicons holographiques est que la période de ces réseaux est inversement proportionnelle à l'angle caractéristique de l'axicon désiré. Les résultats expérimentaux effectués montrent que ces axicons holographiques génèrent dans le champ proche un faisceau similaire à celui d'une fonction de Bessel. Nous avons introduit cet élément comme miroir dans un résonateur instable et nous avons pu constater dans le champ lointain une distribution spatiale en intensité annulaire en périphérie, avec au centre un lobe très intense, correspondant respectivement aux ordres de diffraction 1 et 0. Cependant, dans le champ proche, l'ordre 0 est dégradé par la diffraction due aux bords du milieu de gain.

Deux principaux enjeux sont à relever dans le futur : le premier pour les résonateurs munis de miroirs coniques où la sélectivité angulaire ne permet pas d'éliminer les ordres azimutaux supérieurs. Il faudrait procéder à des calculs numériques dans deux directions : en utilisant un miroir à saut de phase comme coupleur de sortie afin d'augmenter les pertes des ordres azimutaux élevés ou introduire un diaphragme de taille appropriée devant l'axicon. Le second est l'optimisation de l'extraction d'énergie, qui est aussi un enjeu important. Il faut savoir qu'un axicon génère un profil qui varie linéairement selon la direction axiale. Ceci limite l'extraction de l'énergie à travers le milieu de gain.

Les réseaux circulaires fabriqués de manière holographique ont un principal inconvénient, soit l'ordre 0. Bien qu'utilisés ici en réflexion, ces réseaux peuvent aussi être utilisés en transmission pour de nombreuses applications comme le micro-usinage laser à cause de l'étroitesse du lobe central du faisceau de Bessel ou comme pinces optiques pour la biologie à partir de la création de vortex en introduisant un moment angulaire avec une lame de phase appropriée.

REFERENCES

[Alv.1] **M. Alvarez, M. Guizar-Sicairos, R. Rodríguez-Masegosa, and J. C. Gutiérrez-Vega**, Construction and characterization of CO₂ laser with an axicon based Bessel–Gauss resonator, in *Laser Resonators and Beam Control VIII*, A. V. Kudrayashov and A. H. Paxton, eds., Proc. SPIE **5708**, 323–331 (2005).

[Alv.2] **M. Alvarez, M. Guizar-Sicairos, R. Rodríguez-Masegosa, and J. C. Gutiérrez-Vega**, Generation of Mathieu-Gauss modes with an axicon-based laser resonator, *Opt. Express*, Vol. 16, No. 23, 18770–18775 (2008).

[Ana.1] **Y. A. Anan'ev and V. E. Sherstobitov**, Influence of edge effects on the properties of unstable resonators, *Sov. J. Quantum. Electron.*, Vol. 1, pp. 263 (1971).

[Apr.1] **A. April**, Contrôle des aberrations dans un spectromètre muni d'un réseau holographique plan à pas variable, M.Sc., Université Laval (Canada), 175 pages (2006).

[Bag.1] **V. Bagini, F. Frezza, M. Santarsiero, G. Schettini, and G. S. Spagnolo**, Generalized Bessel-Gauss beams, *J. Mod. Opt.*, Vol. 43, pp. 1155 (1996).

[Bél.1] **P. A. Bélanger, C. Paré**, Optical resonators using graded-phase mirrors, *Opt. Lett.* Vol. 16, pp. 1057 (1991).

[Bél.2] **P. A. Bélanger, R. L. Lachance, and C. Paré**, Supergaussian output from a CO₂ laser by using a graded phase mirror resonator, *Optics Letters*, Vol. 17, pp. 739 (1992).

[Boi.1] **A. Boivin**, Théorie et calcul des figures de diffraction de révolution (Québec, Les Presses de l'Université Laval (1964).

[Bul.1] **C. Buldzinski, R. Grunwald, I. P. D. Schäfer, H. Schönagel**, Apodized outcouplers for unstable resonators, *SPIE Innovative Optics and Phase Conjugate Optics*, Vol. 1500, pp. 264 (1991).

[Cas.1] **L.W Casperson and S. D. Lunnam**, Gaussian modes in high loss laser resonators, *Appl. Opt.*, Vol. 14, pp. 1193 (1975)

[Dar.1] **C. A. Dartora and H. E. Hernández-Figueroa**, "Properties of a localized Mathieu pulse," *J. Opt. Soc. Am. A* Vol. 21, pp. 662 (2004).

[De S.1] **S. De Silvestri, P. Laporta, V. Magni, and O. Svelto**, Radially variable reflectivity output coupler of novel design for unstable resonators, *Optics Letters*, Vol. 12, pp. 84 (1987).

[De S.2] **S. De Silvestri, P. Laporta, V. Magni, B. Valentini, G. Cerullo**, Comparative analysis of Nd:YAG unstable resonators with super-Gaussian variable reflectivity, *Opt. Commun.*, Vol. 77, pp 179 (1990).

[Dur.1] **J. Durnin**, Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol.4, No.4, pp. 651 (1987).

[Dur.2] **J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly**, Diffraction-free beams, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1499 (1987).

[De S.3] **S. De Silvestri, P. Laporta, V. Magni, O. Svelto**, Solid-state laser unstable resonators with tapered reflectivity mirrors: the supergaussian approach, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-24, pp. 1172 (1988).

[Dys.1] **J. DYSON**, Circular and spiral diffraction gratings, *Proc. Roy. Soc.*, Vol. 248, pp. 93 (1958).

[Emi.1] **G. Emiliani, A. Piegari, S. de Silvestri, P. Laporta, and V. Magni**, Optical coatings with variable reflectance for laser mirrors, *Applied Optics.*, Vol. 28, pp. 2832 (1989).

[Fed.1] **A. Fedotowsky and K. Lehovec**, Far Field Diffraction Patterns of Circular Gratings, *Applied Optics*, Vol. 13, pp. 2638 (1974).

[For.1] **G. Fortin**, Conception d'un spectromètre optique utilisant un réseau holographique a pas variable, M.Sc., Université Laval (Canada), 98 pages (2003).

[Fox.1] **A. G. Fox and T. LI**, Resonant Modes in a Maser Interferometer, *Bell Sys. Tech. J.*, Vol. 14, pp. 453 (1960).

[Gor.1] **F. Gori, G. Guattari, and C. Padovani**, Bessel-Gauss beams, *Opt. Commun.* Vol. 64, pp. 491 (1987).

[Gut.1] **J. C. Gutiérrez-Vega, R. Rodríguez-Masegosa, and S. Chávez-Cerda**, “Bessel–Gauss resonator with spherical output mirror: geometrical and wave-optics analysis,” *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 20, pp. 2113 (2003).

[Gut.2] **J. C. Gutiérrez-Vega, M. D. Iturbe-Castillo, and S. Chávez-Cerda**, “Alternative formulation for invariant Optical fields: Mathieu beams”, *Opt. Lett.* Vol. 25, pp. 1493 (2000).

[Gut.3] **J. C. Gutiérrez-Vega and M. A. Bandres**, “Helmholtz–Gauss waves,” *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 22, pp. 289 (2005).

[Hak.1] **A. Hakola, S. C. Buchter, T. Kajava, H. Elfstrom, J. Simonen, P. Paakkonen, and J. Turunen**, Bessel–Gauss output beam from a diode-pumped Nd:YAG laser, *Opt. Commun.*, Vol. 238, pp. 335 (2004).

[Har.1] **A. Hardy and D. Treves**, Modes of diffraction grating optical resonator, *Applied Optics*, Vol. 14, No. 3, pp. 589 (1975).

[Her.1] **R. I. Hernández-Aranda, S. Chávez-Cerda, and J. C. Gutiérrez-Vega**, Theory of the unstable Bessel resonator, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 22, pp. 1909 (2005).

[Hod.1] **Norman Hodgson, Horst Weber**, *Laser Resonators and Beam Propagation : Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*, Springer Berlin / Heidelberg, 0342-4111 (Print) 1556-1534 (Online), Volume 108/2005, Second Edition, 10.1007/b106789, 2005, ISBN 978-0-387-40078-5, [ressource électronique].

[Kle.1] **B. H. Kleeman, A. Mitreter, and F. Wyrowski**, Integral equation method with parametrization of grating profile, theory and experiments, *J. Mod. Opt.*, Vol. 43, pp. 1323 (1996).

[Khi.1] **N. Khilo, E. G. Katranji, and A. A. Ryzhevich**, Axicon based Bessel resonator: analytical description and experiment, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 18, 1986–1992 (2001).

[Lav.1] **P. Lavigne, N. McCarthy, J-G. Demers**, Design and characterization of complementary Gaussian reflectivity mirrors, *Appl. Opt.*, No. 16, pp. 2581 (1985).

[Leg.1] **J. R. Leger, D. Chen, G. Mowry**, Design and performance of diffractive optics custom laser resonators, *Appl. Opt.*, Vol. 34, pp. 2498 (1995).

[Leg.2] **J. R. Leger, D. Chen, K. Dai**, High modal discrimination in a Nd:YAG laser resonator with internal phase gratings, *Opt. Lett.* Vol.19, No. 23, pp. 1976 (1994).

[Leg.3] **J. R. Leger, D. Chen, Z. Wang**, Diffractive optical element for mode shaping of a Nd:YAG laser, *Opt. Lett.* Vol. 19, pp. 108 (1994).

[Lep.1] **J. F. Lepage, R. Massudi, G. Anctil, S. Gilbert, M. Piché and N. McCarthy**, Apodizing holographic grating for the modal control of semiconductor lasers, *Appl. Opt.* Vol. 36, pp. 4493 (1997).

[Lop.1] **C. Lopez-Mariscal, M. A. Bandrés, and J. C. Gutiérrez-Vega**, "Observation of the experimental propagation properties of Helmholtz-Gauss beams," *Opt. Eng.* Vol. 45, 068001 (2006).

[Mas.1] **R. Massudi**, Modal control of laser resonators by conventional and holographic mirrors, thèse de doctorat, Université Laval, (1999).

[Mas.2] **R. Massudi, D. Jeannette, M. Piché**, Laser mode control with holographic mirrors, *Proc. SPIE Applications of Photonic Technology*, Vol. 4087, pp. 787 (2000).

[McA.1] **G. L. McAllister, W. H. Steier and W. B. Lacina**, Improved mode properties of unstable resonators with tapered reflectivity mirrors and shaped apertures, *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. QE-10, pp. 346 (1974).

[McC.1] **N. McCarthy and P. Lavigne**, Large-size Gaussian mode in unstable resonators using Gaussian mirrors, *Opt. Lett.*, Vol. 10, pp. 553 (1985).

[McC.2] **N. McCarthy and P. Lavigne**, Optical resonators with Gaussian reflectivity mirrors: misalignment sensitivity, *Appl. Opt.*, Vol. 10, pp. 2704 (1983).

[McL.1] **J. H. McLeod**, Axicon: a new type of optical element, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 44, pp. 592 (1954).

[Mit.1] **A. Mitreiter, J. Guhr, H-J. Rostalski, G. Bostanjoglo**, Apodized diffraction grating as outcoupling element for a 1.06 μm Nd:YAG laser, *Diffractive Optics: Design, Fabrication, and Applications*, Proceedings Optical Society Of America, Rochester, New York, (1994).

[Muy.1] **P. Muys and E. Vandamme**, Direct generation of Bessel beams, *Applied Optics*, Vol. 41, No. 30, pp. 6375 (2002).

[Nig.1] **L. Niggli, T. Lanzl, and M. Maier**, Properties of Bessel beams generated by periodic gratings of circular symmetry, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 14, pp. 2733 (1997).

[Par.1] **C. Paré, P. A. Bélanger**, Custom laser resonators using graded-phase mirrors, IEEE J. Quantum Electron. Vol. 28, pp. 355 (1992).

[Ona.1] **A. Onae, T. Kurosawa, Y. Miki, and E. Sakuma**, Nearly diffraction-free CO₂ laser beam, J. Appl. Phys., Vol. 72, No. 10, pp.4529 (1992)

[Pää.1] **P. Pääkkönen and J. Turunen**, Resonators with Bessel–Gauss modes, Opt. Commun. Vol. 156, pp. 359 (1998).

[Per.1] **M. V. Perez , C. Gomez-Reino , and J. M. Cuadrado** , Diffraction patterns and zone plates produced by thin linear axicon , Opt. Acta, Vol. 33 , pp. 1161 (1986).

[Rio.1] **M. Rioux, P. A. Bélanger, and M. Cormier**, High-order circular-mode selection in a conical resonator, Applied Optics, Vol. 16, No. 7, pp. 1791 (1977).

[Rog.1] **J. Rogel-Salazar, G. H. C. New, and S. Chávez-Cerda**, Bessel–Gauss beam optical resonator, Opt. Commun. Vol. 190, 117 (2001).

[Sal.1] **B. E. A. Saleh and M. C. Teich**, Fundamentals of Photonics, Wiley-Interscience; 1 edition (August 15, 1991), ISBN-10: 0471839655, ISBN-13: 978-0471839651, 992 pages.

[Sco.1] **G. Scott and N. McArdle**, Efficient generation of nearly diffraction-free beams using an axicon, Opt. Eng., Vol. 31, pp. 2640 (1992).

[Sie.1] **A. E. Siegman**, Lasers, University Science Books, Mill Valley (1986).

[Sie.2] **A. E. Siegman**, Laser Beams and Resonators: Beyond the 1960s, IEEE Journal of special topics in quantum electronic, Vol. XX, NO. Y (1999)

[Sie.4] **A. E. Siegman, R. W. Arrathoon**, Modes in Unstable Resonators and Lens Waveguides , IEEE J. Quantum Electron. Vol. QE-3, No. 4, pp. 156 (1967)

[Sie.3] **A. E. Siegman**, Unstable Optical Resonators, Applied Optics, Vol. 13, No.2, pp. 353 (1974).

[Sie.5] **A. E. Siegman**, Hermite-gaussian functions of complex argument as optical-beam eigenfunctions, J. Opt. Soc. Am., Vol. 63, No. 9, pp. 1093 (1973).

- [Sne.1] **K. J. Snell, N. McCarthy, M. Piché, P. Lavigne**, Single transverse mode oscillation from an unstable resonator Nd:YAG laser using a variable reflectivity mirror, *Opt. Commun.* Vol. 65, pp. 377 (1988).
- [Tur.1] **J. Turnen, A. Vasara, and A. T. Friberg**, Holographic generation of diffraction-free beams with computer-generated holograms, *Appl. Opt.*, Vol. 27, pp. 3959 (1988).
- [Tsa.1] **C.L. Tsangaris G.H.C. New, J. Rogel-Salazar**, Unstable Bessel beam resonator, *Opt. Commun.*, Vol. 223, 233–238 (2003).
- [Ueh.1] **K. Uehara and H. Kikuchi**, Generation of nearly diffraction-free laser beams, *Appl. Phys. B*, Vol. 48, 125–129 (1989).
- [Wen.1] **Wen-Xiang Cong, Nan-Xian Chen, and Ben-Yuan Gu**, Generation of nondiffracting beams by diffractive phase elements, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 15, pp. 2362 (1998).
- [Vak.1] **N. G. Vakhimov**, Open resonators with mirrors having variable reflection coefficients, *Radio Eng. Electron. Phys.*, Vol. 10, pp. 1439 (1965).
- [Van.1] **R. Van Nest, C. Paré, R. L. Lachance, and P. A. Bélanger**, Graded-phase mirror resonator with a supergaussian output beam in a CW-CO₂ laser, *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 30, pp. 355 (1994).
- [Vas.1] **A. Vasara, J. Turnen, and A. T. Friberg**, Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 6, pp. 1748 (1989).
- [Wal.1] **D. M. Walsh and L. V. Knight**, Transverse modes of a laser resonator with Gaussian mirrors, *Appl. Opt.*, Vol. 14, pp. 1193 (1975).
- [Wu.1] **F. Wu, Y. Chen, and D. Guo**, Nanosecond pulsed Bessel–Gauss beam generated directly from a Nd:YAG axicon-based resonator, *Appl. Opt.*, Vol. 46, No. 22, pp. 4943 (2007).
- [Zuc.1] **H. Zucker**, Optical Resonators with Variable Reflectivity Mirrors, *Bell Sys. Tech. J.*, Vol. 49, pp. 2349 (1970)