



Conception et réalisation d'un résonateur Bessel auto-filtrant

Mémoire

Jean-François Dion

Maîtrise en Physique
Maître ès sciences (M.Sc.)

Québec, Canada

© Jean-François Dion, 2015

Résumé

Le faisceau Bessel, solution exacte de l'équation d'onde, possède une zone où il garde pratiquement la même forme et les mêmes dimensions ; dans cette zone, il ne diffracte pas. Cette propriété intéressante a amené, depuis les années 80, plusieurs groupes de recherche à concevoir des cavités laser produisant ce type de faisceau non-diffractant. Une des difficultés de cette tâche réside dans la sélection des modes transverses du résonateur. Dans la plupart des cas, le problème est résolu en bloquant les modes supérieurs avec un iris, ce qui limite souvent le faisceau en propagation et en puissance.

Ce projet de résonateur Bessel propose une nouvelle manière de sélectionner les modes en utilisant un miroir coupleur de petite taille, laquelle est adaptée aux dimensions du lobe central du faisceau Bessel J_0 . Le faisceau Bessel est généré à l'intérieur de la cavité grâce à un miroir conique, ou axicon, conçu et caractérisé dans nos laboratoires tout comme le coupleur. Une fois la cavité montée et alignée, nous avons mesuré les différentes distributions en champ proche, en champ lointain et à l'intérieur de la cavité. Les simulations numériques faites à l'aide de la méthode de Prony, pour le calcul de la proportion des principaux modes transverses présents dans le résonateur, nous ont permis d'observer de grandes similitudes avec les distributions mesurées. Il s'avère que le mode principal, comme le révèlent les simulations du champ lointain, n'est pas tout à fait un faisceau Bessel J_0 , quoique très ressemblant. Le calcul de l'énergie encerclée du mode dominant en champ lointain est presque identique à celui de l'énergie encerclée sur les distributions obtenues expérimentalement, le bruit en moins, ce qui semble confirmer l'unicité du mode transverse issu de la cavité.

Table des matières

Résumé	iii
Table des matières	v
Liste des symboles	vii
Introduction	1
0.1 Le faisceau Bessel	1
0.2 Comparaison avec le faisceau gaussien	3
0.3 Résonateurs Bessel	4
0.4 Présentation du projet	9
0.5 Divisions de ce mémoire	10
1 Fabrication des composantes	11
1.1 Le système de déposition de couches minces	11
1.2 Fabrication d'un axicon réflecteur	12
1.3 Fabrication du coupleur	19
2 Simulations numériques de la cavité	23
2.1 La méthode de Prony	23
2.2 Le programme Prony	24
2.3 Résultats des simulations	25
3 La cavité	33
3.1 Présentation du montage	33
3.2 Alignement et contraintes	35
3.3 Stratégie d'alignement	37
4 Résultats expérimentaux	43
4.1 Distributions en champ proche	43
4.2 Distributions en champ lointain	46
4.3 Distributions à l'intérieur de la cavité	50
5 Conclusion	55
5.1 Faisceau non-diffractant ?	55
5.2 Profil transverse monomode	56
5.3 Les améliorations possibles	57
5.4 Les perspectives	59

A Équation de l'aller-retour dans le résonateur	61
Bibliographie	63

Liste des symboles

Voici la liste des symboles utilisés dans ce mémoire. Les symboles y figurent dans le même ordre qu'ils apparaissent dans le mémoire.

J_0	Fonction de Bessel d'ordre zéro
$I(r)$	Intensité en fonction du rayon
I_0	Intensité au centre du faisceau
h	Composante transverse du nombre d'onde
ϕ	Angle de déviation du faisceau
k	Nombre d'onde
α	Angle de l'axicon
Z_B	Longueur de la zone d'interférence du faisceau Bessel
$w(z)$	Taille du faisceau gaussien en fonction de z
w_0	Taille minimum du faisceau gaussien
z_r	Distance de Rayleigh
M^2	Paramètre de propagation d'un faisceau laser
a	Rayon du coupleur
f	Distance focale
L	Longueur de la cavité
λ	Longueur d'onde
φ_c	Ouverture angulaire au centre du masque
φ_a	Ouverture angulaire au bord du masque
t_c	Épaisseur au centre de l'axicon
t_a	Épaisseur au bord de l'axicon
ρ	Rayon du lobe central du faisceau Bessel
$\tilde{\gamma}_{mn}$	Valeur propre reliée au mode de mêmes indices
$\tilde{E}_{mn}(x, y)$	Champ du mode d'indices (m, n) à la position (x, y)
\tilde{K}	Opérateur linéaire (kernel) ou noyau de l'équation intégrale
M	Matrice de Prony
J_1	Fonction de Bessel de premier ordre
J_2	Fonction de Bessel de second ordre
γ_1	Valeur propre du 1 ^{er} mode
γ_2	Valeur propre du 2 ^e mode
p	L'indice radial ($p = 0, 1, 2, \dots$)
l	L'indice azimutal ($l = 0, 1, 2, \dots$)
b	Rayon de l'axicon
$\rho(r)$	Coefficient de réflexion en amplitude du miroir coupleur

Qui se plie restera entier,
Qui s'incline sera redressé,
Qui se tient creux sera rempli,
Qui subit l'usure se renouvellera,
Qui embrasse peu acquerra la
connaissance sûre,
Qui embrasse beaucoup tombera
dans le doute.

Lao-tseu

Introduction

Dans un premier temps, nous effectuerons un survol des notions de base des faisceaux gaussiens et Bessel, avant de faire une revue de différents projets de résonateur Bessel et Bessel-Gauss présents dans la littérature. Pour finir, nous présenterons le projet qui fait l'objet de ce mémoire.

0.1 Le faisceau Bessel

Le faisceau Bessel est une solution exacte de l'équation d'onde [1, 2]. Il présente, en champ proche, une symétrie circulaire (indépendante de l'angle) avec un pic central intense et des anneaux concentriques.

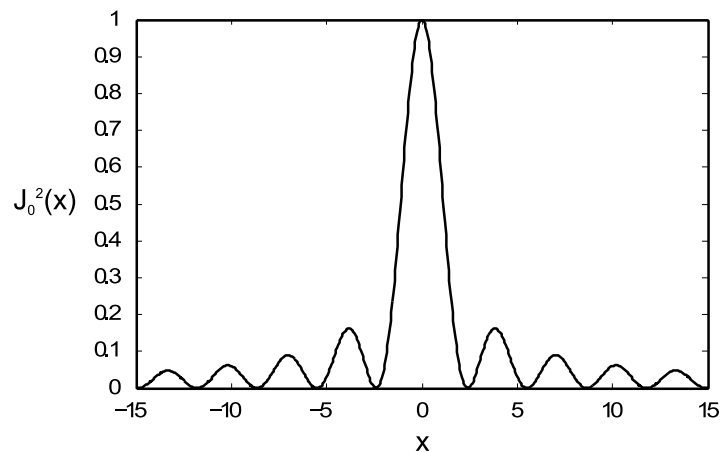


FIGURE 0.1: Représentation de l'intensité d'un faisceau Bessel $J_0^2(x)$.

La figure 0.1 présente la représentation en une dimension d'une fonction de Bessel d'ordre zéro, mise au carrée. Voici, l'équation de l'intensité du faisceau Bessel:

$$I(r) = I_0 J_0^2(hr), \quad (1)$$

où r est le rayon, h est la composante transverse du nombre d'onde, J_0 est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0 et I_0 est l'intensité sur l'axe.

On peut obtenir, en faisant les approximations adéquates ($kr/2z \ll 1$), l'intensité du faisceau Bessel en champ lointain dont voici l'équation [3]:

$$I(r, z) = \frac{I_0 \phi^2 z^4}{k^2 |r^2 - \phi^2 z^2|^3}, \quad (2)$$

où ϕ est l'angle de déviation (pour le cas particulier de l'axicon réflecteur $\phi = 2\alpha$, où α est l'angle de l'axicon), et k est le nombre d'onde. On remarque qu'il y a une singularité pour un rayon $r = z\phi$, qui est due aux approximations faites. En champ lointain, le faisceau Bessel prend l'apparence d'un anneau mince qui diverge.

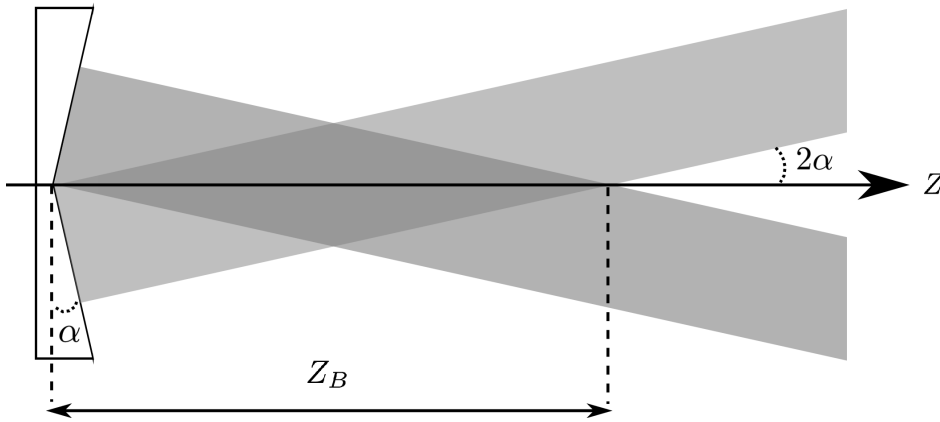


FIGURE 0.2: **Réflexion sur un miroir conique.** En foncé sur la figure, nous observons la zone de croisement du faisceau réfléchi où il y a interférence, sur une distance Z_B , dont le résultat est un faisceau Bessel J_0 . Au-delà de cette zone, nous observons l'anneau du champ lointain qui diverge.

Un moyen simple d'obtenir un faisceau Bessel est d'utiliser un miroir conique, appelé aussi axicon [4, 5]. Il est démontré mathématiquement que le faisceau obtenu de cette façon est bien un faisceau Bessel d'ordre zéro. La figure 0.2 présente une réflexion sur un axicon. On dit du faisceau Bessel qu'il est non-diffractant, c'est-à-dire que son intensité est indépendante de la distance de propagation. La zone en foncé représente l'endroit où le faisceau Bessel est construit par interférence. Dans cette zone, le lobe central garde la même taille et ne diffracte pas. La région près de l'axe de cette zone est considérée comme une ligne focale. Pour une onde plane uniforme infinie transversalement qui frappe un miroir conique infini, cette ligne focale serait de longueur infinie et donc, le faisceau serait réellement non-diffractant sur toute sa propagation. Cependant, il aurait, comme l'onde plane infinie, une énergie infinie. Dans le laboratoire, cette zone est plus courte; sa longueur dépend simplement du diamètre du faisceau incident sur le miroir et de l'angle de l'axicon. Même si cette zone est de longueur finie dans la réalité, ses propriétés demeurent intéressantes et trouvent déjà un nombre important d'applications dans divers domaines de l'optique.

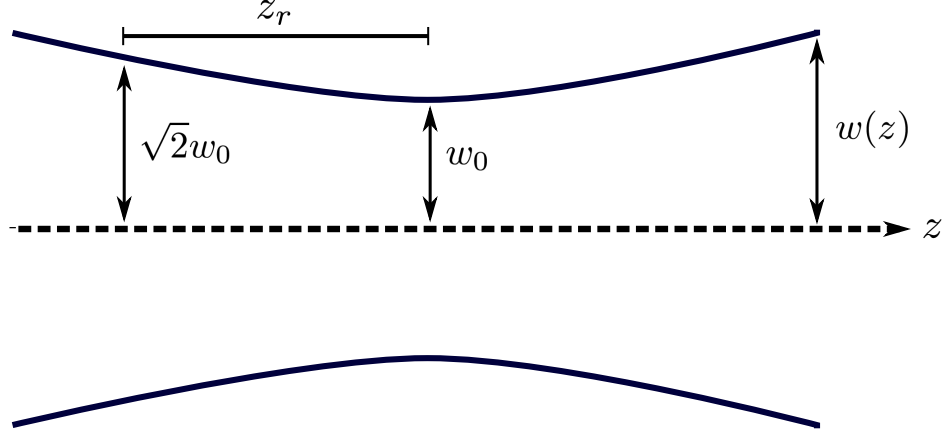


FIGURE 0.3: **Schéma de la zone de pincement du faisceau gaussien.** La distance de Rayleigh z_r est la distance entre le plan de pincement, l'endroit où le faisceau est le plus étroit, et le plan où l'aire du faisceau a doublé.

0.2 Comparaison avec le faisceau gaussien

Afin de faire apprécier les avantages du faisceau Bessel, nous comparerons ses propriétés à celles du faisceau gaussien. Le faisceau gaussien, bien connu et largement utilisé, possède lui aussi une symétrie circulaire, mais son profil d'intensité prend plutôt l'aspect d'une cloche. Voici l'équation de l'intensité du faisceau gaussien en fonction du rayon r et de la distance de propagation z :

$$I(r, z) = I_0(w_0^2/w^2(z))e^{-2r^2/w^2(z)}, \quad (3)$$

où $w(z)$ est la largeur du faisceau à une position z arbitraire et w_0 est la taille minimum du faisceau. On remarque immédiatement, en comparant l'équation de l'intensité du faisceau gaussien à celle du faisceau Bessel (équation(1)), sa dépendance en fonction de la distance de propagation qui en fait un faisceau diffractant. Pour nous permettre de mieux illustrer cette dépendance, voici l'équation de la variation de la largeur du faisceau pour un faisceau gaussien parfait:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2}, \quad (4)$$

où z_r est la distance de Rayleigh. Celle-ci se définit comme la distance de propagation nécessaire pour que l'aire du faisceau soit doublée, voici d'ailleurs son équation:

$$z_r = \pi w_0^2/2. \quad (5)$$

La figure 0.3 illustre la zone de pincement du faisceau gaussien.

0.2.1 Quelques exemples de génération de faisceau Bessel extra-cavité

Comme on peut s'en apercevoir du point de vue de la propagation, dans un cas idéal, le faisceau Bessel semble avoir un net avantage sur le faisceau gaussien. Plusieurs équipes de chercheurs se sont intéressées aux propriétés non-diffractantes des faisceaux Bessel. Voici quelques exemples de projets de faisceaux Bessels obtenu à l'extérieur de la cavité.

Une équipe de chercheurs, sous la supervision de Sokolovskii, a démontré que l'utilisation d'un axicon sur un faisceau laser (hors cavité) avec un paramètre de propagation M^2 très grand pouvait augmenter la qualité du faisceau [6, 7]. Le faisceau gaussien idéal possède un paramètre de propagation égal à 1. Plus ce paramètre est grand, plus le faisceau diffracte rapidement. Sokolovskii et al. montrent que plus un faisceau diffracte, meilleure est l'amélioration que l'on peut obtenir avec l'utilisation d'un axicon. Ils présentent également une étude sur l'effet de l'arrondissement de la pointe de l'axicon. Dans leur cas, ils utilisent des lentilles coniques. Ils montrent que l'effet sur le faisceau s'apparente à celui d'une lentille. Ils remarquent aussi l'effet désastreux que cet arrondissement peut avoir sur la longueur de la zone non-diffractante Z_B du faisceau Bessel-Gauss obtenu.

Une autre équipe, sous la supervision de Kim [8], montre qu'il est possible d'améliorer la qualité d'un faisceau issu d'une fibre optique en ajoutant une fibre avec un cœur en forme d'anneau suivie d'une lentille pour générer un faisceau Bessel à la sortie. Kim et al. obtiennent un faisceau qui diffracte moins en utilisant un tel système. On peut même voir à l'oeil nu l'amélioration sur la longueur de propagation sans diffraction.

On peut facilement comprendre l'intérêt que les concepteurs de résonateur laser ont envers les faisceaux non-diffractants. Il serait intéressant de vérifier si on peut obtenir une plus grande longueur sans diffraction Z_B avec un résonateur produisant intra-cavité un faisceau Bessel ou Bessel-Gauss, que la distance de Rayleigh z_r d'un faisceau gaussien émis par un résonateur équivalent. Ceci permettrait d'obtenir, au final, des faisceaux moins diffractants et donc d'une meilleure qualité. Cette tâche n'est cependant pas aisée, car dans le cas des résonateurs, il faut savoir composer avec différents modes transverses de propagation.

C'est un peu dans cet esprit que notre travail s'inscrit, mais avant d'en parler plus en détails faisons une revue de différents projets de résonateur Bessel et de résonateur Bessel-Gauss ayant été réalisés jusqu'à maintenant.

0.3 Résonateurs Bessel

Dans cette section, nous ferons un survol des principaux projets de résonateur Bessel ou Bessel-Gauss ayant été réalisés. Notons que pour nous aider dans cette tâche, nous avons quelque peu puisé dans la thèse de David Jeannette [9], un prédécesseur au sein de notre groupe. Mais discutons d'abord des modes transverses de résonateur.

0.3.1 Les modes d'un résonateur

Pour mieux comprendre le concept de mode transverse d'un résonateur, nous allons faire une analogie avec le tambour. Lorsqu'on frappe sur un tambour, la peau se met à vibrer selon certaines figures, appelées modes de vibration, qui dépendent uniquement de la forme du tambour. Le comportement du résonateur avec la lumière ressemble beaucoup à celui du tambour. La forme du résonateur affecte les modes de vibration de la lumière à l'intérieur de celui-ci. Les formes de modes qui seront favorisées (modes dominants) seront celles qui subissent le moins de pertes lors d'un trajet complet dans le résonateur. Pour les résonateurs conventionnels, les modes de vibration prennent la forme de faisceaux Hermite-Gauss ou Laguerre-Gauss. Pour les résonateurs Bessel, ces modes de vibration prennent la forme de faisceaux Bessel de différents ordres.

Il est possible de calculer quels modes seront favorisés dans un résonateur dans le but d'en avoir un meilleur contrôle. Pour ce calcul, on utilise le plus souvent l'algorithme Fox-Li [10]. Celui-ci calcule la portion restante d'un mode transverse, aller-retour après aller-retour, pour ainsi déterminer les pertes de celui-ci. Dans notre projet, nous avons plutôt utilisé un algorithme qui se sert de la méthode de Prony [11]. Cette méthode permet d'extraire de l'information sur l'ensemble des modes transverses dominants. Nous reviendrons un peu plus en détails sur la méthode de Prony et celle de Fox et Li dans le chapitre 2.

0.3.2 Les résonateurs Bessel et Bessel-Gauss

Dans le but de nous simplifier la tâche, établissons une distinction claire entre les faisceaux Bessel et Bessel-Gauss [12]. On dira que le faisceau Bessel est issu d'un résonateur avec des composantes planes. Lorsqu'il y a de la courbure sur les composantes du résonateur, on obtiendra alors un faisceau Bessel-Gauss. Comme discuté préalablement, le faisceau Bessel est totalement non-diffractant sur sa zone d'interférence tandis que le faisceau Bessel-Gauss est plutôt dit quasi non-diffractant, car son lobe central s'élargit dans la zone d'interférence.

Un des premiers projets de résonateur utilisant un axicon réflecteur fut réalisé par l'équipe de Rioux en 1977 [13]. La figure 0.4 présente le schéma du montage qu'ils ont réalisé avec un laser à CO₂. Ils ont démontré qu'il était possible de faire une sélection des modes d'oscillation de la cavité, en variant l'ouverture de l'iris et la position du coupleur, pour obtenir différents profils d'intensité s'apparentant à des faisceaux Laguerre-Gauss et à des faisceaux Bessel d'ordre élevé. L'article, très court, donne très peu d'information sur les profils mesurés et les différents modes obtenus. Il faut dire qu'il s'agit d'un projet avant-gardiste, car ces travaux précèdent d'environ 10 ans ceux de Durnin sur les faisceaux non-diffractants [1, 2], qui donne un peu le coup d'envoi à la quête pour ce type de faisceau.

En 1989, l'équipe de Uehara a réalisé un résonateur en utilisant un principe proposé par Durnin pour générer un faisceau quasi non-diffractant [14]. Ils utilisent un laser à ion argon.



FIGURE 0.4: **Schéma du résonateur utilisé par l'équipe de Rioux.** Un laser à CO_2 est utilisé comme milieu de gain. En variant l'ouverture de l'iris et en déplaçant le coupleur, il est possible de faire une sélection des modes d'oscillation supportés par la cavité.

Leur montage est composé d'un miroir annulaire et d'un miroir plan comme coupleur de sortie avec au centre de la cavité, une lentille convexe avec une focale égale à la moitié de la longueur de cavité. De cette manière, ils se trouvent à faire une transformée de Fourier optique d'un anneau pour obtenir un faisceau Bessel. Les profils qu'ils ont obtenus s'apparentent bien à des faisceaux Bessel, sans en avoir toutes les qualités ; l'intensité au centre n'est pas assez élevée pour être un faisceau Bessel au sens strict. L'intensité centrale diminue très rapidement avec la propagation et seulement deux anneaux ont été obtenus.

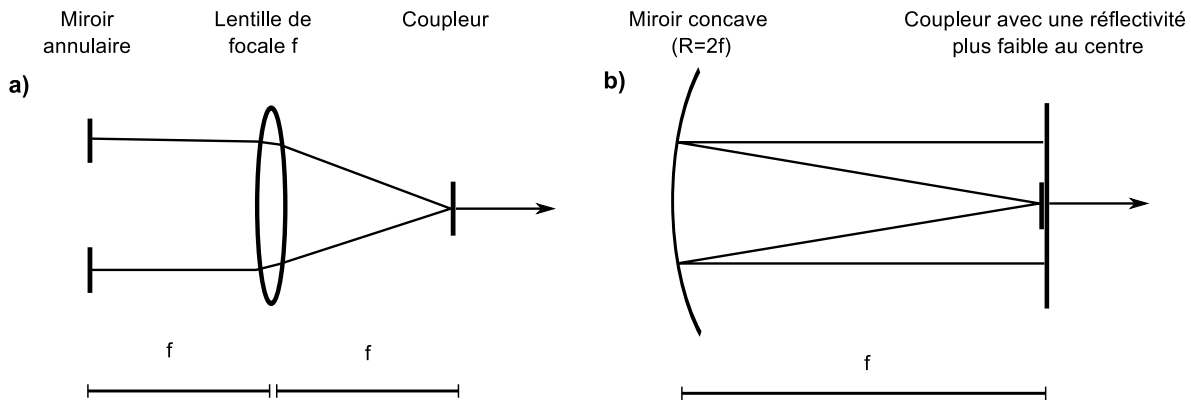


FIGURE 0.5: **Deux résonateurs qui utilisent la méthode de Durnin pour obtenir des faisceaux Bessel-Gauss.** En a), on peut voir le schéma de résonateur de l'équipe de Uehara et en b) le schéma de résonateur de l'équipe de Onae.

Un projet qui ressemble d'une certaine façon à celui de l'équipe de Uehara, (voir la figure 0.5), est celui de l'équipe de Onae, en 1992 [15]. Avec un laser à CO_2 , un miroir concave est utilisé avec un coupleur de réflectivité radialement variable, plus faible au centre qu'à l'extérieur. Un iris est placé près du coupleur, à l'intérieur de la cavité. Le coupleur est placé à une distance égale à la focale du miroir concave. Un peu comme dans le projet de Uehara, il

utilise la transformée de Fourier optique de l’anneau, cette fois sur un aller-retour de cavité, pour obtenir le profil Bessel. Dans ce cas, les profils de faisceaux obtenus s’apparentent encore à des profils Bessel-Gauss d’ordre zéro, quoique plus beaux. Cependant, ils présentent les mêmes problèmes que ceux du projet de l’équipe de Uehara, c’est-à-dire que l’intensité du lobe central est faible et qu’ils n’obtiennent qu’un seul anneau. Ils observent cependant, un mince anneau en champ lointain plus intense.

En 2000, l’équipe de Khilo [16] utilise une lentille conique recouverte d’une couche de métal, sur la surface plane, pour en faire un des miroirs d’un résonateur Bessel, le coupleur de sortie étant un miroir semi-réfléchissant. Leur cavité utilise comme milieu de gain du colorant (rhodamine 6G) pompé par un laser Nd:YAG en seconde harmonique. La longueur de leur cavité est ajustée de manière à ce que la fin de la zone d’interférence du Bessel touche le coupleur de sortie, afin que seul le lobe du centre soit transmis (ou réfléchi). Ils démontrent, grâce à l’algorithme de Fox-Li, qu’ils sélectionnent bien un faisceau Bessel de premier ordre de cette façon. Leurs résultats montrent une structure Bessel comme voulu, mais pas très régulière, en champ proche. En champ lointain, ils obtiennent un anneau épais avec un second anneau plus pâle qui tend à montrer que leur cavité expérimentale est encore un peu en régime multi-mode. Ils concluent qu’il faut réduire la taille du coupleur pour éviter d’exciter des modes supérieurs.

En 2004, l’équipe de Hakola [17] remplace l’axicon par un miroir diffractif, dans un laser Nd:YAG pompé par une diode, pour obtenir un faisceau Bessel-Gauss de premier ordre. Ils vérifient, eux aussi, avec l’algorithme de Fox-Li, qu’ils obtiennent bien un profil transverse monomode à la sortie de leur résonateur. Leurs résultats sont très bons, l’anneau du Bessel-Gauss en champ lointain est intense et régulier, ce qui confirme que la cavité est monomode, mais la longueur de la zone Bessel qu’ils obtiennent de cette façon reste assez courte, soit 8 cm.

Plus récemment, en 2008, l’équipe de Alvarez [18] conçoit une cavité Bessel avec un laser à CO₂ muni d’un axicon réflecteur et d’un coupleur plan semi-réfléchissant. Leurs résultats sont très bons. En ajustant la longueur de la cavité, ils peuvent syntoniser différents modes d’émission Bessel-Gauss avec des distributions bien définies pour l’ordre zéro et le premier ordre. De plus, en désalignant légèrement le coupleur, par bris de symétrie, ils obtiennent des faisceaux Mathieu-Gauss, un autre type de faisceau non-diffractant. Ils obtiennent des puissances intéressantes de l’ordre de quelques Watts. Dans le domaine de la sélection de modes de propagation, ce projet, ainsi que celui de Thirugnanasambandam [19], un projet plus récent que nous verrons un peu plus loin, sont les meilleurs. Cependant, on nous donne peu d’information sur l’aspect du faisceau en cours de propagation, leur intérêt étant plus tourné vers la sélection de mode. On nous affirme, tout de même, que le faisceau demeure intact sur une distance d’environ 1,45 mètres, soit selon leur schéma de montage, la même longueur que leur cavité.

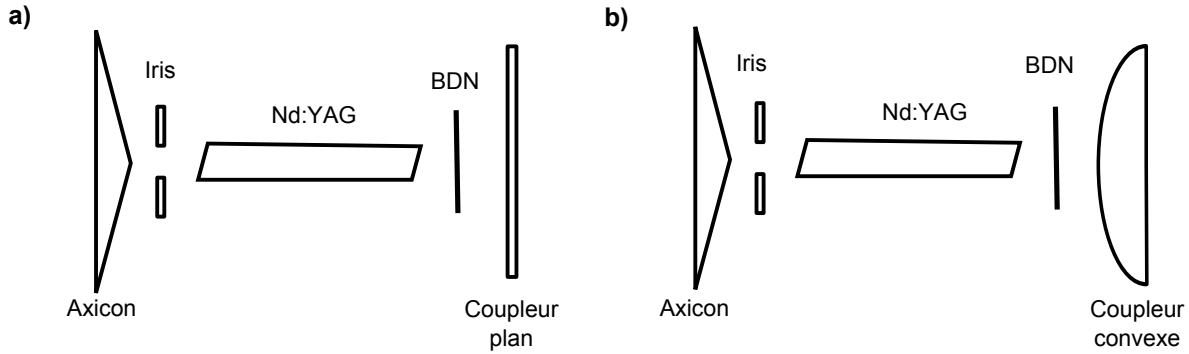


FIGURE 0.6: **Schéma des deux résonateurs conçus par le groupe de Wu.** En a), on peut voir le schéma du résonateur Bessel (stable) fabriqué en 2007 et en b) le schéma du résonateur Bessel (instable) réalisé en 2010. Ces deux résonateurs fonctionnaient en mode déclenché grâce à l'élément de teinture BDN.

La figure 0.6 présente deux cavités Bessel conçues par le groupe de Wu [20, 21]. Les deux cavités sont presque identiques ; on utilise une lentille conique recouverte d'un métal réfléchissant sur la surface plane comme miroir dans un laser Nd:YAG utilisé en mode déclenché. La seule différence est le miroir coupleur de sortie, lequel est plan dans la première version et convexe dans la seconde. Dans les deux cas, les cavités produisent un faisceau Bessel d'ordre zéro, avec des impulsions de l'ordre de la nanoseconde. Un peu comme avec le résonateur Bessel d'Alvarez [18], le coupleur de sortie est placé en plein milieu de la zone d'interférence Bessel, l'endroit le plus large à $Z_B/2$. Les iris proches des axicons servent à bloquer les anneaux du Bessel et, de cette façon, évitent la propagation de modes supérieurs dans la cavité. Aucune mesure de distribution en champ lointain n'est présentée. De plus, puisqu'un iris bloque les anneaux extérieurs, le faisceau est moins large et ils n'obtiennent qu'un seul anneau. La conséquence qui en résulte est une plus courte distance de propagation sans diffraction.

Depuis 2010, plusieurs chercheurs s'intéressent à un nouveau type de cavité Bessel sans axicon. En effet, comme nous le montre l'article de Litvin et Khilo [22], il est possible d'obtenir des faisceaux Bessel en utilisant des lentilles avec beaucoup d'aberration sphérique. Le projet de résonateur Bessel entre autres, de l'équipe de Thirugnanasambandam [19], utilise simplement une lentille au milieu d'un résonateur Yb:YAG céramique à miroirs plans, le coupleur étant semi-réfléchissant. En bougeant la lentille, ils peuvent accorder la cavité. Les distributions obtenues s'apparentent à un quasi-Bessel d'ordre zéro, mais ils réussissent à obtenir bien d'autres modes. En modifiant un peu leur montage, ils obtiennent une panoplie de modes Laguerre-Gauss et leurs images sont assez spectaculaires. Cependant, comme nous en avons discuté précédemment, l'intérêt de ce projet réside dans la sélection de modes différents mais pas nécessairement dans la formation de faisceaux non-diffractants. Ils affirment tout de même avoir vérifié que la divergence du pic central, dans le cas du faisceau Bessel d'ordre zéro, était 10 fois plus petite que la limite de diffraction associée à un faisceau gaussien équivalent. Les

puissances obtenues restent tout de même assez faibles avec leur laser, soit environ 60 mW .

0.4 Présentation du projet

Le concept de résonateur Bessel qui a fait l'objet de ce projet a été proposé par le Pr Michel Piché. Il s'inspire d'un projet de cavité auto-filtrante proposé par le groupe de Reali [23], mais appliqué pour produire un faisceau non-diffractant. Comme nous le montre la figure 0.7, notre résonateur est formé d'un axicon réflecteur d'angle α , d'un coupleur plan de rayon a et d'une lentille de focale f . La lentille sert à la fois pour la stabilité du résonateur et pour s'assurer de respecter la condition d'imagerie. Le rayon du coupleur est ajusté de manière à ce que seul le lobe central du faisceau Bessel formé intra-cavité soit réfléchi vers l'intérieur de la cavité, les anneaux servant de couplage utile. En se propageant, les anneaux reformeront le lobe central pour produire le faisceau Bessel d'ordre 0 à la sortie de la cavité, comme le montreront d'ailleurs nos simulations numériques. Le lobe central retournera se réfléchir sur l'axicon pour reformer le faisceau Bessel intra-cavité. En effet, il est justifié de supposer que de cette façon, le lobe central formera de nouveau un faisceau Bessel d'ordre 0 à l'intérieur du résonateur par sa réflexion sur l'axicon.

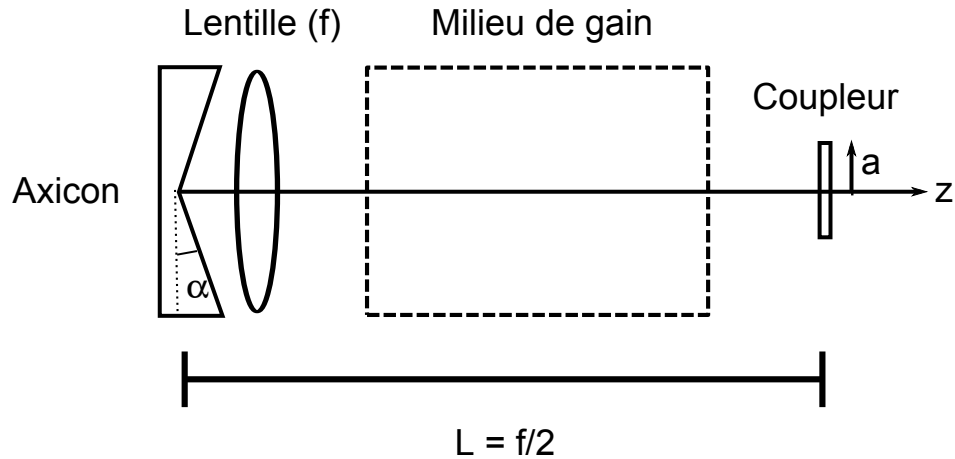


FIGURE 0.7: **Schéma de notre résonateur Bessel.** Le rayon du coupleur (a) est ajusté pour réfléchir le lobe central du faisceau Bessel formé intra-cavité. Les anneaux du Bessel servent de couplage utile. La longueur de la cavité (L) est fixée par la condition d'imagerie imposée par la lentille.

L'avantage apporté par cette configuration est que la sélection de mode se fait en bloquant tout le faisceau sauf le lobe central ; elle semble plus efficace puisque la partie non-réfléchi au coupleur est utilisée comme faisceau de sortie. Notre cavité devrait aussi permettre d'obtenir plus d'anneaux, avec l'utilisation d'un coupleur de faible taille, que les faisceaux Bessel obtenus avec des cavités où un iris discrimine les modes. Puisque le mode fondamental, le faisceau Bessel d'ordre zéro, est le seul avec une symétrie azimutale qui possède un maximum au centre, notre configuration devrait permettre une meilleure discrimination que celle des autres

projets. Ajoutons que la géométrie de notre cavité ne limite pas la distance de propagation du faisceau, comme dans le cas des cavités où $L = Z_B/2$. La propagation ne devrait être limitée, dans un cas idéal, que par l'angle de l'axicon et la taille du faisceau. L'utilisation d'un axicon de faible angle et d'un faisceau de bonne taille devrait permettre une longue zone d'interférence.

Considérant le fait que la cavité devra supporter de grandes pertes, l'utilisation d'un oscillateur à l'état solide de type Nd:YAG pulsé nous paraît un choix idéal. De plus, ce type d'oscillateur permet une bonne taille de faisceau et un gain élevé.

0.5 Divisions de ce mémoire

Pour la suite de ce mémoire, nous discuterons brièvement des techniques utilisées pour la fabrication du coupleur et de l'axicon (chapitre 1) ainsi que de leur caractérisation. Au chapitre 2, nous présenterons la méthode de Prony, le programme et les simulations de cavité. Ensuite, au chapitre 3, nous présenterons la cavité réalisée en laboratoire, et discuterons des difficultés liées à l'alignement ainsi que de la stratégie d'alignement que nous avons adoptée. Le chapitre 4 présente nos résultats expérimentaux, c'est-à-dire les mesures de distributions en champ proche, en champ lointain ainsi que celles à l'intérieur de la cavité. Finalement, nous concluons notre exposé sur une discussion à propos de nos résultats ainsi que sur les améliorations possibles à apporter à ce projet.

Chapitre 1

Fabrication des composantes

Dans ce chapitre, nous détaillerons les méthodes que nous avons utilisées pour fabriquer les composantes optiques nécessaires à notre cavité, lesquelles sont l'axicon réflecteur et le miroir coupleur. Nous discuterons également des méthodes qui ont servi à caractériser ces composantes. Notons, tout d'abord, que nos laboratoires sont situés dans les salles blanches du COPL, élément important, car les niveaux d'humidité, de température et de particules libres sont constamment contrôlés, ce qui revêt une importance primordiale pour la qualité de nos pièces ainsi que pour la reproductibilité des expériences.

1.1 Le système de déposition de couches minces

Les deux composantes nécessaires à la mise au point de notre cavité ont été fabriquées à l'aide, entre autres, d'un système de déposition de couches minces (voir figure 1.1). Même si, dans les deux cas les systèmes de déposition diffèrent quelque peu, leur fonctionnement global est très semblable. Sans entrer dans une discussion trop détaillée sur les méthodes d'utilisation des pompes à vide ainsi que sur les techniques classiques de déposition, une brève description des appareils que nous avons utilisés nous apparaît importante.

Il s'agit d'une cloche à vide qui contient un bateau de tungstène dans lequel circule un courant élevé. Le bateau ainsi chauffé permet d'évaporer un métal qui ira se déposer sur le substrat situé au haut de la cloche. Un cristal oscillant, lui aussi dans le haut de la cloche, permet de mesurer, avec grande précision et en temps réel, l'épaisseur du dépôt ainsi que le taux de déposition. Les épaisseurs obtenues sont précises au nanomètre près, ce que nous avons pu vérifier grâce à des mesures faites avec un profilomètre mécanique.

1.1.1 Le système de déposition pour l'axicon

Pour fabriquer les axicons réflecteurs, nous avons utilisé un système de déposition de couches minces muni d'un moteur rotatif qui fait tourner le substrat. En plaçant devant celui-

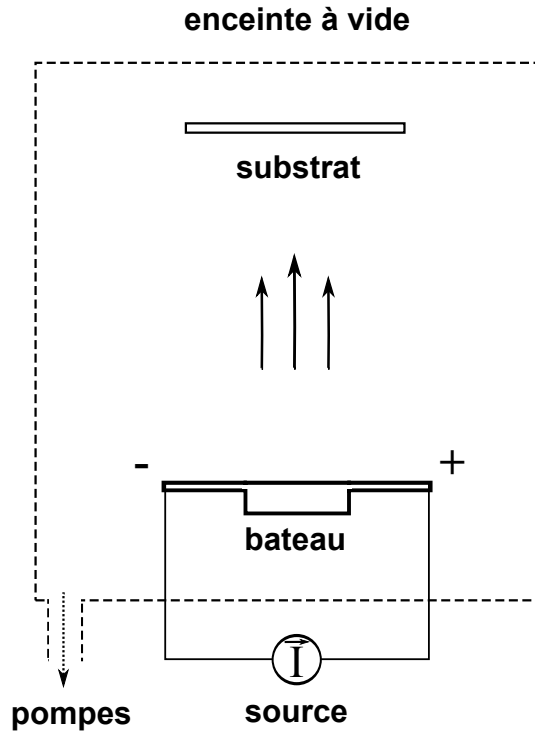


FIGURE 1.1: **Schéma simplifié d'un système de dépôt de couches minces.** Un courant fait évaporer le métal dans le bateau et le métal se dépose sur le substrat.

ci un masque adéquat, qui ne tourne pas, différents types de profil avec une symétrie angulaire peuvent être obtenus. Il est à noter que les fabricants du système ont porté une attention particulière à aligner l'axe de rotation du moteur et les centres du substrat, du masque et du bateau. Il nous était donc seulement possible de faire un dépôt à la fois. Nous reviendrons plus en détails sur la méthode que nous avons utilisée ainsi que sur les effets du désalignement dans la section suivante.

1.1.2 Le système de dépôt pour le coupleur

Pour la fabrication du coupleur, l'appareil utilisé pour les dépôts est un système maison fabriqué par les techniciens du COPL. La cloche à vide contient deux bateaux, ce qui permet de faire évaporer deux substances l'une après l'autre. Il était aussi possible de déposer sur plusieurs substrats à la fois.

1.2 Fabrication d'un axicon réflecteur

Nous avons réalisé les dépôts sur des substrats de quartz de 50,8 mm de diamètre, qui possèdent une très bonne qualité de surface ($\lambda/4$), afin de s'assurer que le profil final du dépôt en soit le moins possible affecté. Nous avons d'abord déposé du cuivre (quelques μm d'épaisseur, dépendamment de l'angle d'axicon recherché) pour créer la forme conique, que

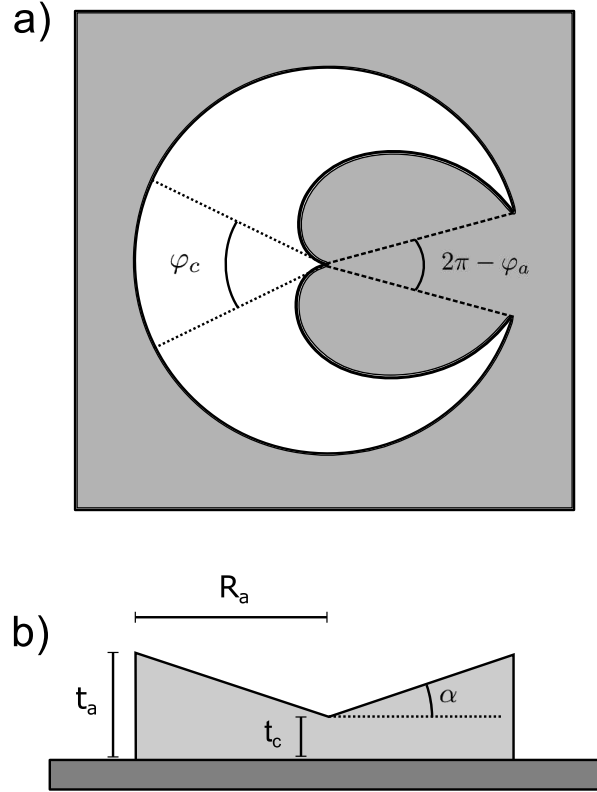


FIGURE 1.2: **Le masque pour faire l'axicon.** a) Représentation du masque qui sert à fabriquer les axicons. La zone foncée correspond à la partie cachée. b) Image d'une coupe de l'axicon obtenue grâce au masque du haut. Le rapport de l'épaisseur au bord t_a sur celle au centre t_c est proportionnel au rapport des ouvertures angulaires $t_a/t_c = \varphi_a/\varphi_c$.

nous avons recouvert d'une couche uniforme d'or (soit environ 10 nm d'épaisseur). L'or nous permet de nous assurer que les axicons seront bien réfléchissants à $\lambda = 1064 \text{ nm}$, sachant que la réflectance de l'or (en énergie) est supérieure à 0,98 pour cette longueur d'onde.

1.2.1 Le masque utilisé pour les axicons

La figure 1.2 représente le masque, réalisé par notre groupe, utilisé pour obtenir un profil de dépôt conique [24]. Sa forme a été choisie pour que l'ouverture angulaire φ varie linéairement avec la distance au centre. Sachant que l'épaisseur du dépôt pour un rayon quelconque est proportionnelle à l'angle d'ouverture du masque pour ce même rayon, les profils obtenus devraient ainsi être coniques.

Le masque est de forme carrée, même si la partie centrale est ronde, comme on le voit bien sur la figure. Il a été conçu en deux morceaux qui se superposent dans le but d'améliorer la définition de la pointe centrale. En contrepartie, il faut s'assurer que les deux pièces soient adéquatement alignées, ce qui s'ajoute, comme nous le verrons plus loin, à nos défis d'alignement.

1.2.2 Procédé de déposition pour les axicons

Quoique notre système de déposition permette de produire des axicons réfléchissants de faible angle α avec un profil régulier, il est assez sensible aux effets causés par le désalignement entre l'axe de rotation au centre du substrat et le milieu du masque. Nous avons dû fabriquer plusieurs miroirs coniques afin de réussir à en obtenir un qui soit approprié.

Voici, pour le lecteur plus intéressé, quelques conseils utiles pour la fabrication d'axicons selon notre méthode. Avant de déposer, il faut s'assurer d'optimiser l'alignement du centre de rotation du substrat et du centre du masque. Si le substrat entre en serre dans son support, il n'y a pas grand chose à optimiser. Dans le cas où il y aurait un petit déplacement possible, car les substrats, même s'ils sont de belle qualité, n'ont souvent pas tout à fait le même diamètre (un dixième de millimètre d'écart serait suffisant pour faire une différence), il faudrait coller celui-ci avec un ruban adhésif résistant à la chaleur.

Dans le cas du masque, c'est généralement un peu plus compliqué, comme nous l'avons expliqué précédemment. Le masque se compose de deux parties pour assurer une belle pointe au centre. Il faut donc s'assurer que ces parties resteront alignées en les collant avec de l'adhésif. Il faut également, et de la même manière, fixer le masque entier dans son support (dans ce cas, il y a pas mal de jeu) en vérifiant, à l'œil, que la pointe centrale se situe bien sur l'axe de rotation du substrat. L'optimisation finale est faite par essais et erreurs.

Lors de l'évaporation, le flux de métal n'arrive pas nécessairement parfaitement à la normale du masque ; ceci cause des accumulations de métal sur les bords de l'axicon, i.e. au lieu d'avoir un bord abrupt, il est plutôt arrondi. Ce phénomène s'apparente à un effet d'ombre. Les accumulations ont un effet sur la partie centrale de des axicons, ce qui est très critique. Afin de minimiser ces effets, nous avons le plus possible approché le masque du substrat ; pour ce faire, nous avons retiré les espaceurs entre le support du masque et la partie rotative qui soutient le substrat. Nous devons faire attention à ne pas trop serrer les vis afin de ne pas entraver la rotation du substrat. La façon adéquate de le réaliser est de faire tourner le moteur lors du serrage des vis ; on peut ainsi entendre si le support du substrat frotte sur celui du masque (ce qu'il faut éviter). De cette manière, on s'assure que l'espacement sera minimisé, et l'effet d'ombre aussi.

Avant de fermer la cloche à vide, il faudra aussi s'assurer que le bateau soit le plus centré possible. Le tout n'est cependant pas parfait ; il nous reste toujours un désalignement dû à l'axe de rotation du moteur rotatif, qui ne peut pas vraiment être corrigé. Tenter de le faire pourrait apporter d'autres problèmes.

Typiquement, les axicons réfléchissants que nous cherchions à obtenir avaient des angles de l'ordre de $0,5 \text{ mrad}$. Il est à noter qu'il est très difficile de savoir avec précision l'épaisseur de dépôt nécessaire pour obtenir un axicon d'angle déterminé. En effet, plusieurs facteurs

influencent la reproductibilité du processus de dépôt. Un taux de déposition constant aide à obtenir un dépôt plus uniforme, mais n'est pas nécessairement facile à maintenir. Lorsque que le bateau se vide, il arrive que le taux de déposition augmente rapidement. Nous pouvons alors diminuer le courant fourni au bateau, mais cela prend quelques secondes pour se stabiliser de nouveau; il faut, dans ce cas, régulièrement effectuer des ajustements de courant avant d'obtenir un taux de déposition stable. Il reste difficile de s'assurer de la reproductibilité des conditions. Typiquement, nous essayons d'obtenir des taux de déposition stables entre 1,5 et 2,5 *nm* par seconde. Au delà de cette plage, le taux avait tendance à s'élever très rapidement et à devenir incontrôlable. En général, au début du dépôt, on s'applique à trouver un taux stable plus faible afin de compenser lorsqu'il y aura moins de cuivre dans le bateau. Le taux sera alors plus élevé, mais encore dans l'intervalle de stabilité.

Un autre aspect qui influence la reproductibilité du dépôt est la vitesse de rotation du substrat. Même si celle-ci est souvent plutôt faible, de l'ordre de 1 ou 2 tours par seconde, elle semble être un facteur important, d'une manière difficilement explicable, sur l'empilement et l'étalement du dépôt. Nous avons contourné ce problème en adoptant une vitesse fixe, plus rapide que lente, dans le but d'amoindrir les effets de fluctuation du taux de déposition.

Pour obtenir des axicons avec des angles d'environ 0,5 *mrad*, en respectant les conditions de déposition mentionnées plus haut, il nous fallait des dépôts de 4 à 6 μm d'épaisseur. Malgré nos efforts, c'était toujours difficile de prévoir l'angle de l'axicon obtenu.

Il est à remarquer que pour des couches dites minces, on a affaire à des dépôts assez épais. Il est difficile de faire des dépôts aussi importants en une seule couche. D'autre part, réaliser des axicons avec plusieurs couches de déposition augmente de beaucoup les risques de gâcher les précédents dépôts. Comme nous l'avons déjà expliqué, les conditions de reproductibilité sont critiques et nous avons donc décidé d'abandonner cette idée. Pour réussir à réaliser des dépôts aussi épais, il faut s'assurer de mettre suffisamment de cuivre dans le bateau et, évidemment, choisir les bateaux de tungstène aptes à contenir le grand volume.

Le cuivre a tendance à s'oxyder. On réduit l'impact de ce phénomène sur nos axicons en les recouvrant d'or. Cependant, il s'avère que, lors du dépôt, l'oxyde de cuivre produit une fumée noire qui tache le dépôt. Pour contourner ce problème, il est possible, à chaque fois que l'on ajoute du cuivre dans le bateau, de faire des pré-évaporations (en cachant le substrat, bien entendu) de 200 à 300 *nm*, ce qui aura pour effet de rendre le cuivre contenu dans le bateau plus pur, car l'oxyde de cuivre nécessite une moins grande température pour s'évaporer. En procédant ainsi, c'est-à-dire avec une ou deux pré-évaporations, il ne restera presque plus de taches de fumée noire sur les dépôts. Il faut cependant se rappeler que plus nous aurons fait de pré-évaporations, moins il restera de cuivre dans le bateau par la même occasion.

Comme nous le verrons un peu plus loin, la fabrication des coupleurs s'est avérée beaucoup plus aisée, ce qui a justifié la stratégie à adopter. Ainsi, nous avons commencé par fabriquer

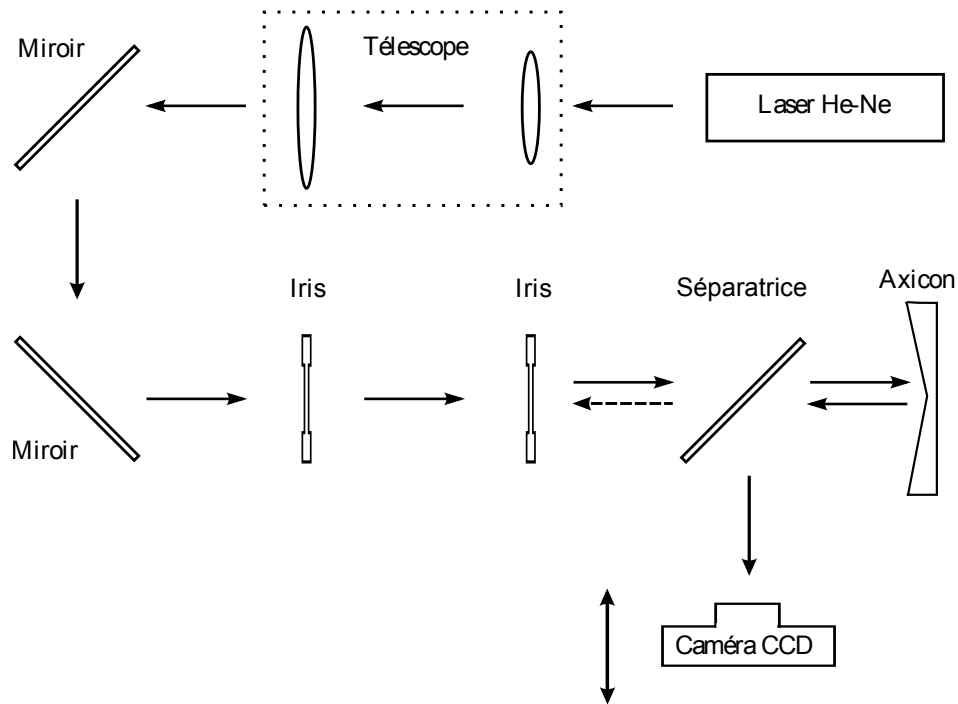


FIGURE 1.3: Le montage de caractérisation des axicons.

un axicon avec la qualité souhaitée. Ensuite nous avons fabriqué le coupleur en fonction de celui-ci. Mais pour y arriver, il nous faut d'abord bien caractériser les axicons produits.

1.2.3 Caractérisation des axicons

La figure 1.3 présente le montage utilisé pour caractériser les axicons. Quoiqu'il existe des méthodes de caractérisation d'axicons bien plus complexes que la nôtre [25], l'enjeu consiste le plus souvent en la tolérance aux angles. Celle qui est présentée s'avère suffisante pour nos besoins. Les iris nous assurent que le faisceau arrivant soit bien parallèle à l'axe de symétrie de l'axicon. Les deux miroirs nous permettent d'obtenir les degrés de liberté nécessaires pour manipuler le faisceau. Le télescope grandit notre faisceau d'un facteur 3, ce qui correspond approximativement au facteur de proportion entre le faisceau issu du laser He-Ne et celui se propageant dans la cavité du laser Nd:YAG.

Lors de la caractérisation, nous prenons des photos à différentes distances jusqu'à ce que le faisceau ne soit plus défini, ou que l'intensité soit en deçà du seuil de détection. En général, au-delà d'un mètre, le lobe central n'est plus très bien défini et les anneaux sont déformés.

La figure 1.4 présente quelques-unes des photos du faisceau réfléchi par l'axicon que nous avons utilisé ultérieurement pour notre cavité. Les images ont été traitées dans Matlab pour être centrées et découpées. Nous pouvons remarquer qu'il y a saturation au centre du faisceau Bessel, ce que nous avons délibérément cherché à faire. De cette manière, nous avons pu

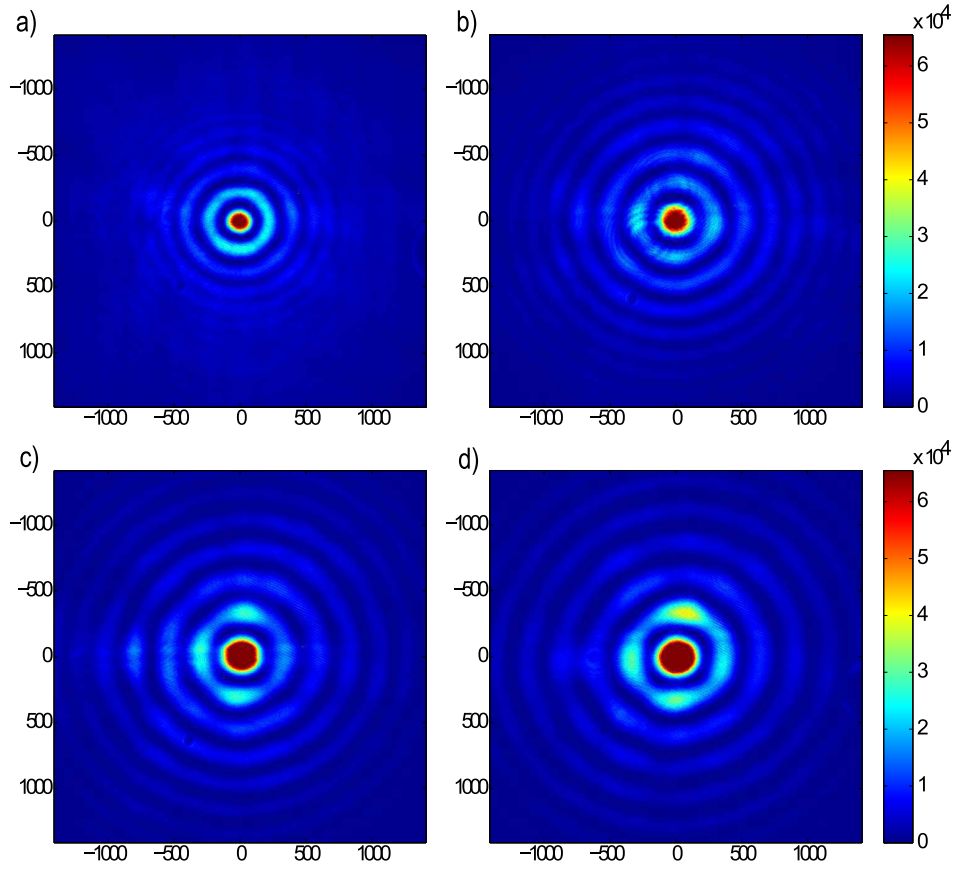


FIGURE 1.4: **Photos du faisceau réfléchi par l’axicon prises à différentes distances:** a) à 20 cm, b) à 40 cm, c) à 60 cm, et d) à 80 cm. Les échelles verticale et horizontale sont en micromètres.

visualiser plus d’anneaux et comparer leur intensité relative. De plus, cela a permis d’avoir une plus grande précision pour trouver les zones d’intensité nulle, menant à une meilleure estimation de l’angle de l’axicon.

De plus, on remarque que le lobe central du faisceau s’élargit avec la distance à l’axicon, ce qui signifie que l’angle α de l’axicon diminue en s’éloignant du centre. Nous avons mesuré les profils avec le logiciel ImageJ. L’angle α et le rayon ρ du lobe central du faisceau Bessel sont reliés selon l’équation suivante:

$$\alpha = \frac{\lambda(0,383)}{2\rho}. \quad (1.1)$$

De cette manière, nous avons pu estimer l’angle de l’axicon pour différentes distances de son centre (voir la figure 1.5). Notons que l’angle obtenu de cette façon est une estimation puisque l’équation utilisée est valide pour un miroir parfaitement conique, ce qui n’est pas tout à fait notre cas. Cependant, même s’il est difficile de prévoir l’effet d’une variation d’angle sur la figure d’interférence du faisceau Bessel, nous pouvons tout de même supposer que pour une

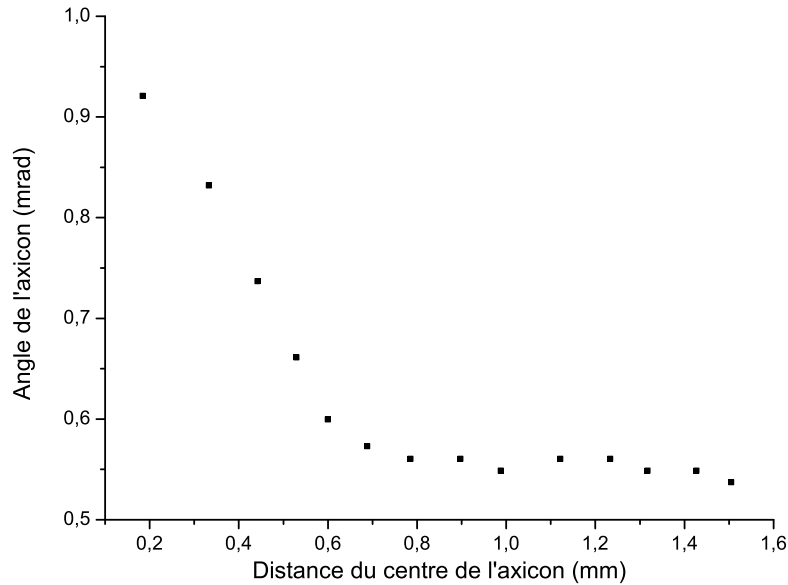


FIGURE 1.5: **Graphique de l'angle de l'axicon en fonction du rayon.**

faible variation d'angle, comme dans le cas considéré ici, l'effet sera négligeable et l'équation demeure suffisamment valide pour notre estimation.

Le graphique nous révèle que l'axicon possède une dépression au centre et qu'au-delà d'une certaine zone, son angle se stabilise aux environs de 0.55 mrad. Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.6, les effets d'une dépression sont moins dommageables que ceux reliés à un pic. Sans trop entrer dans les détails, disons simplement qu'une dépression s'apparente quand même un peu à un axicon, c'est-à-dire que le faisceau qui frappe la surface est alors dévié dans la même direction que dans le cas d'un miroir conique parfait ; il y aura tout de même une focalisation sur l'axe. Dans le cas d'un pic au centre, la focalisation se fera hors axe ; la figure d'interférence ne donnera probablement plus un faisceau Bessel. Même si une dépression s'avère un moindre mal, celle-ci aura tout de même des effets négatifs sur le faisceau Bessel produit, en particulier sur la longueur de la zone d'interférence (Z_B).

Les dépressions et les pics ont pour cause le désalignement de l'axe de rotation du moteur par rapport au centre du masque. En effet, si cet axe est placé de manière à annuler une partie de l'ouverture angulaire au centre du masque, il se déposera moins de métal au centre et nous obtiendrons une dépression. À l'inverse, l'axe de rotation pourrait être placé vers la partie plus ouverte du masque. Il se déposera alors plus de métal au centre et nous aurons un pic. Ce désalignement fait partie intégrante du système de déposition de couches minces. Une idée à développer serait de modifier le masque pour corriger la dépression causée par l'axe de rotation du moteur. Nous pourrions ajouter de l'ouverture angulaire au centre du masque en élargissant la partie ouverte. De cette façon, nous pourrions obtenir des axicons avec une

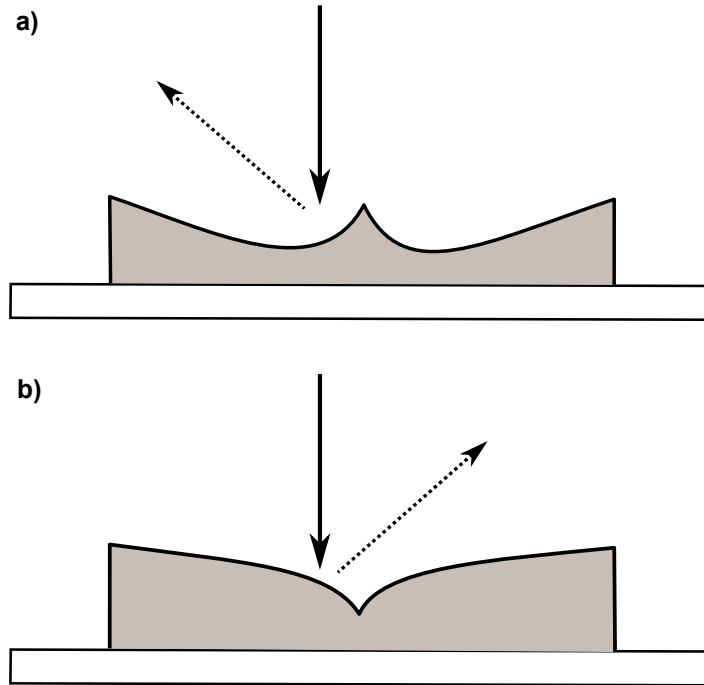


FIGURE 1.6: **Comparaison entre l'effet d'un pic (a) et d'une dépression (b) sur la réflexion au centre d'un axicon.** On remarque, dans le cas d'un pic, que les réflexions près du centre seront déviées vers l'extérieur de l'axicon plutôt que vers l'intérieur comme dans le cas d'un axicon parfait. L'effet d'une dépression sera moins dommageable pour la construction du faisceau Bessel, car les réflexions seront toujours déviées vers l'axe optique.

forme conique sur la quasi totalité de leur surface.

1.3 Fabrication du coupleur

Pour la fabrication du coupleur, nous avons utilisé des substrats de quartz de 25,4 mm de diamètre, avec une qualité de surface de $\lambda/4$, sur lesquels nous avons ajouté un anti-reflet, des deux côtés, pour la longueur d'onde d'utilisation, soit $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Dans le schéma de résonateur proposé ici, le rôle du coupleur n'est pas seulement d'agir comme un miroir mais aussi comme une fenêtre. En effet, il est prévu que seul le lobe central du faisceau Bessel retourne dans la cavité. Les lobes secondaires seront transmis et serviront de couplage utile. Les anti-reflets ont été réalisés par une équipe de spécialistes du COPL.

Il est ensuite possible de procéder au dépôt de la partie centrale du coupleur. Nous avons déposé une couche de 0.5 nm de chrome suivie d'une couche de 10 nm d'or. Nous utilisons du chrome, car l'or ne collerait pas sur l'anti-reflet. Notons qu'il est préférable d'éviter les bateaux traditionnels en tungstène, puisqu'ils polluent l'or lorsqu'on les chauffe. Le dépôt final serait alors de l'or dopé au tungstène, ce qui n'est pas vraiment désiré pour l'optimisation de la réflectivité. Ce problème peut aussi compromettre l'étape suivante, soit la technique de

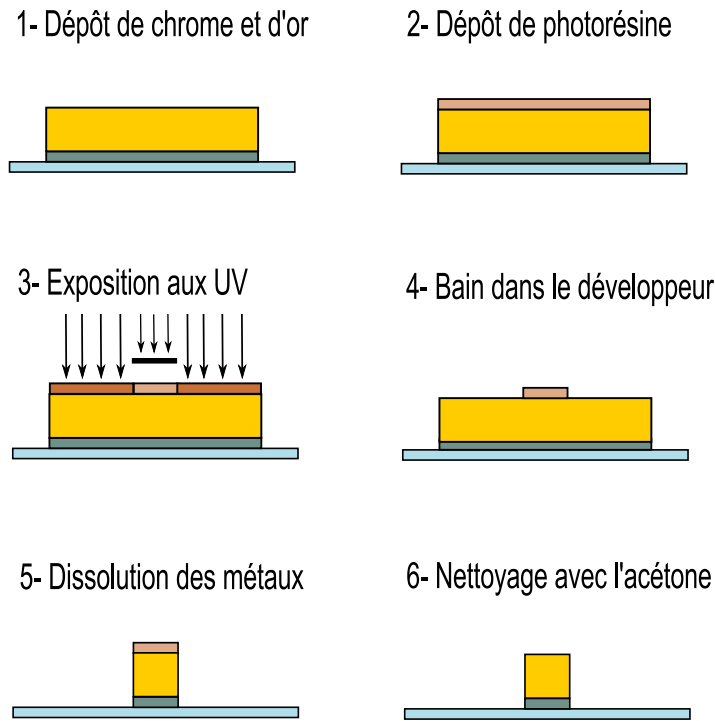


FIGURE 1.7: Les étapes de la gravure humide

gravure humide, présentée plus loin. Il est donc important d'utiliser des bateaux recouverts d'une couche d'aluminium pour éviter le dopage de l'or.

1.3.1 Technique de gravure humide

Nous avons utilisé la technique de gravure humide (voir la figure 1.7) pour obtenir des miroirs de différents diamètres. Une fois les dépôts d'or et de chrome obtenus, nous appliquons, à l'aide d'une centrifugeuse, une première couche de photorésine qui sert d'apprêt (résine de type MCPPrimer 80/20). Cette couche permet de s'assurer que la photorésine traditionnelle (type S1805), la deuxième couche, plus visqueuse, que nous appliquons ensuite, adhère uniformément. Nous avons également effectué le test sans utiliser d'apprêt, mais les résultats obtenus étaient moins concluants. En effet, lorsque la couche de photorésine est d'épaisseur variable, il n'est pas possible d'exposer convenablement la résine. Plus la couche est épaisse, plus le temps d'exposition doit être long. Sans apprêt, il restait quelques taches d'or sur les substrats, dans les zones mal exposées, en raison de la trop grande épaisseur de photorésine.

L'étape suivante est l'exposition aux UV grâce à un aligneur de masque. Comme son nom l'indique, il s'agit d'un appareil qui permet d'aligner un masque pour exposer à l'ultraviolet la partie que l'on désire. Dans notre cas, le masque utilisé pour les coupleurs (ne pas confondre avec celui pour la fabrication d'axicons) est simplement un cercle. La photorésine que nous utilisons est dite positive, c'est-à-dire que la partie des échantillons exposée sera enlevée avec

le développeur. Les masques que nous avons utilisés sont des impressions sur film négatif (comme des acétates de très bonne qualité) faits dans un centre de photocopie. Nous aurions pu utiliser des masques de plus grande qualité faits dans le verre. Les films négatifs ont permis de générer des coupleurs de différents diamètres plus rapidement et à un moindre coût. La contrepartie est que nos masques sont pixelisés, ce qui donne une structure dentelée au bord de la partie centrale réfléchissante de nos coupleurs. Nous n'avons pas étudié, ni constaté, d'effets de cette pixelisation sur les faisceaux issus de notre cavité, mais il semble que cet effet soit plutôt mineur. L'aligneur de masque nous permet aussi de contrôler le temps d'exposition, ce dont nous ne nous sommes pas vraiment souciés. Techniquement parlant, on peut contrôler avec une assez grande précision l'épaisseur de photorésine déposée en contrôlant la vitesse de rotation et le temps passé dans la centrifugeuse. Dans certains cas c'est plutôt important, car il s'agit d'une manière de contrôler le temps d'exposition nécessaire. Mais comme nous n'avons pas varié les paramètres du dépôt et que nous fabriquons plusieurs coupleurs en même temps, il suffisait de trouver un temps d'exposition qui nous donnait de bons résultats, puisque les conditions de dépôt peuvent être parfaitement reproduites.

Les prochaines étapes se font conjointement. Nous passons d'abord nos échantillons dans une solution de développeur (Microposite 303A) pendant environ une trentaine de secondes pour enlever la partie exposée. Ensuite, après un rinçage dans l'eau, une solution d'iodure de potassium (KI) permet de dissoudre la couche d'or ; seulement quelques secondes sont nécessaires. On voit très bien à l'oeil nu si la couche jaunâtre de l'or s'est dissoute. Finalement, une solution de Kronium permet de dissoudre la couche de chrome. Notons que ces étapes peuvent être répétées et doivent souvent l'être, surtout les deux dernières, car la dissolution des métaux est souvent imparfaite. Cependant, il faut faire attention avec le développeur car même la résine non exposée peut finir par se décoller si on trempe nos échantillons trop longtemps.

Un dernier nettoyage avec de l'acétone permet d'enlever la photorésine restante sur le miroir. On pourrait aussi ré-exposer et passer au développeur, mais le résultat est identique, alors l'économie de moyen semble justifier notre méthode.

1.3.2 Caractérisation des coupleurs

Nous avons pu vérifier, à l'aide d'un microscope, que nos coupleurs avaient bien la forme voulue pour notre cavité finale, soit un cercle de $190 \mu m$ de rayon. Il s'agit ici de la partie centrale réfléchissante. De plus, l'aspect pixelisé des masques est bien entendu conservé, les pixels étant d'environ $5 \mu m$ de diamètre. Il s'avère que lorsque la technique de gravure humide est bien réussie, la forme donnée par le masque est parfaitement reproduite, c'est-à-dire sans grossissement ni déformation. Finalement, il a pu être vérifié que ce qui limite le plus la forme de nos coupleurs, c'est le masque que nous utilisons et non les étapes de gravure humide ou de déposition.

Nous n'avons pas tenté de mesurer le profil de surface de la partie réfléchissante de nos miroirs coupleurs. Cependant, il faut se rappeler que nos miroirs sont, pour ainsi dire, très minces si on compare à la longueur d'onde que nous utiliserons. Ils sont aussi plats que nos substrats peuvent l'être.

Comme nous l'avons mentionné un peu plus tôt, les techniques utilisées pour la fabrication des axicons étant plus difficiles à maîtriser, le choix du diamètre du coupleur dépend uniquement de l'axicon que nous avons choisi. Il s'avère que nous avons eu à fabriquer des coupleurs de différents diamètres, mais nous avons conservé le même axicon. C'est grâce aux simulations que nous avons pu fixer la taille finale du coupleur.

Chapitre 2

Simulations numériques de la cavité

Dans ce chapitre, nous discuterons de la méthode de Prony [26] qui nous permet de prédire les modes qui se propageront dans notre cavité, et nous présenterons les diverses possibilités offertes par le programme de simulation conçu par notre groupe. C'est également ici que vous seront présentés les résultats de ces simulations. Ces calculs nous permettront de déterminer les paramètres qui procurent la meilleure discrimination entre le mode fondamental et les modes supérieurs, en plus de connaître les distributions transverses des différents modes.

2.1 La méthode de Prony

Un aller-retour dans une cavité quelconque peut être décrit par l'équation intégrale suivante:

$$\tilde{\gamma}_{mn}\tilde{E}_{mn}(x, y) = \int \int \tilde{K}(x, y, x_0, y_0)\tilde{E}_{mn}(x_0, y_0)dx_0dy_0, \quad (2.1)$$

où $\tilde{K}(x, y, x_0, y_0)$ est un opérateur linéaire appelé le noyau, ou simplement le propagateur. C'est dans le noyau qu'est contenue l'information liée à la propagation. $\tilde{E}_{mn}(x, y)$ représente le champ du mode d'indices (m, n) à la position (x, y). L'équation (2.1) est une forme simplifiée de l'équation qui devrait décrire le résonateur sous étude. En effet, on aurait dû séparer l'aller et le retour dans le résonateur en deux intégrales doubles, puisque la présence de l'axicon et du miroir coupleur de dimensions finies empêchent d'écrire le noyau sous une forme analytique. Cependant, on peut considérer ce noyau comme une matrice de valeurs incluant l'intégration d'un des deux trajets. L'équation de l'intégrale de l'aller-retour du résonateur sous étude ainsi que celle de son noyau sont présentés en annexe.

Dans l'équation (2.1), γ_{mn} est la valeur propre reliée au mode de même indice. La grandeur de la valeur propre représente la fraction résiduelle qu'il reste d'un mode après un aller-retour dans le résonateur alors que sa phase représente le déphasage accumulé. La valeur propre est la valeur qu'on tente trouver avec les algorithmes comme celui de Fox et Li ou celui de Prony. C'est un nombre complexe qui prend une valeur telle que $|\gamma_{mn}| < 1$. La fraction de la puissance

perdue, après un aller-retour, pourra s'écrire:

$$Pertes = 1 - |\tilde{\gamma}_{mn}|^2 \quad (2.2)$$

Comme nous en avons discuté dans l'introduction, l'algorithme de Fox et Li permet, à partir d'un mode choisi, de calculer aller-retour après aller-retour la valeur γ , en utilisant l'équation (2.1). En général, cela nécessite quelques centaines d'allers-retours pour déterminer de manière fiable la valeur que prendra γ pour ce mode choisi. Le problème avec cette méthode est qu'aucune information nous est donnée à propos des autres modes, et qu'il faut, à priori, décider de quel mode on cherche la valeur propre.

La méthode de Prony permet de discrétiser l'intégrale de l'équation (2.1) sous une forme matricielle pour ainsi obtenir la matrice \mathbf{M} de l'article de Siegman et Miller [26]. On peut extraire de cette matrice l'ensemble des valeurs propres γ . De cette façon, on obtient l'information sur l'ensemble des modes transverses, ou d'un assez grand nombre de modes, selon l'espace de calcul disponible, qui existeront dans le résonateur. L'information est bien utile car nous pouvons calculer la discrimination entre les modes. La discrimination nous servira comme critère afin de prédire si l'oscillation dans le résonateur sera monomode ou non.

2.2 Le programme Prony

Pour faire les simulations, nous avons utilisé un programme déjà existant que nous appellerons, pour la suite, "le programme Prony". Ce programme servait, au départ, à calculer les modes transverses de cavité pour une variété de résonateurs. Par contre, il a fallu le modifier, puisqu'il ne permettait pas l'utilisation d'axicon comme miroir arrière. De plus, nous avons dû remplacer certaines des sous-routines du programme, par souci d'économie, ce qui s'est avéré une tâche plus compliquée que prévu. En effet, il fallait s'assurer de la fiabilité de nos simulations. Avec le recul, nous croyons qu'il aurait probablement été préférable d'effectuer une mise à jour en profondeur du programme pour optimiser les éléments de la cavité. Nous aurions aussi pu augmenter l'échantillonnage puisque les ordinateurs sont maintenant bien plus rapides. Cependant, comme nous le verrons dans la section suivante, les résultats obtenus sont tout de même satisfaisants.

Sans entrer dans les détails, le programme Prony nous permet de calculer la proportion des différents modes transverses issus de notre résonateur et calcule la forme que ces modes prendront, à l'intérieur de la cavité (sur le coupleur), en champ proche (juste après le coupleur) et en champ lointain. Comme nous le verrons, il permet également de calculer l'énergie encerclée.

Lors des premiers essais, nous avons simulé un résonateur avec un miroir conique parfait. Mais, lors des essais finaux, nous avons simulé, à l'aide de la caractérisation que nous avons présentée précédemment, le profil réel de notre axicon. La figure 2.1 présente une coupe de l'axicon que nous avons simulé. On peut ainsi vérifier que la forme simulée de l'axicon est bien

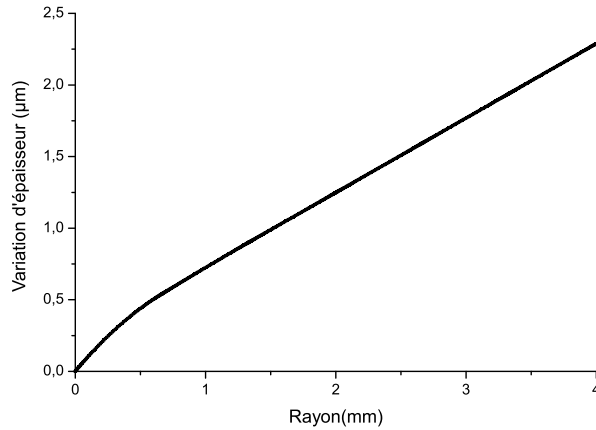


FIGURE 2.1: **Le profil de l'axicon simulé.** On peut remarquer la dépression au centre, correspondant au défaut que la caractérisation de l'axicon avait révélé.

conforme à celle qu'il a réellement. Il s'est avéré que les résultats obtenus ainsi sont restés assez semblables à ceux obtenus avec un axicon parfait, du point de vue de la forme des modes obtenus et de leur contribution au faisceau résultant.

2.3 Résultats des simulations

Quoiqu'il serait intéressant d'explorer l'effet qu'aurait sur la forme et la sélection de modes transverses la variation de plusieurs des paramètres de notre cavité dans nos simulations, ce qui consisterait probablement en soi à un autre sujet de mémoire, nous avons limité notre exploration à la variation de la taille du coupleur. Dans un premier temps, nous présenterons un cas légèrement multimode, le rayon de coupleur étant deux fois plus grand que le lobe central du mode dominant dans la cavité, c'est-à-dire du faisceau Bessel d'ordre zéro. Ensuite, nous présenterons les simulations pour le cas monomode, où le coupleur a presque la même taille que le lobe central du faisceau Bessel intra-cavité.

2.3.1 Simulations d'une cavité légèrement multimode

Ce cas est idéal pour présenter le profil transverse des modes dominants. En effet, il est plus difficile pour le programme de simuler la forme des modes s'ils possèdent une trop faible valeur de $|\gamma|^2$. Comme c'est un des avantages de la méthode de Prony par rapport à la méthode plus classique de Fox et Li, et que de plus, nous voulons connaître la forme que prendront les autres modes dominants, il est intéressant de faire un détour vers la cavité légèrement multimode.

La figure 2.2 montre la forme des trois modes dominants, dans le plan du coupleur, à l'intérieur d'une cavité multimode. Il faut noter que nos simulations ne nous indiquent pas le résultat de la superposition des modes transverses. Chaque mode est calculé indépendamment ; donc dans ce graphique, ainsi que sur les subséquents, chaque mode est normalisé par rapport

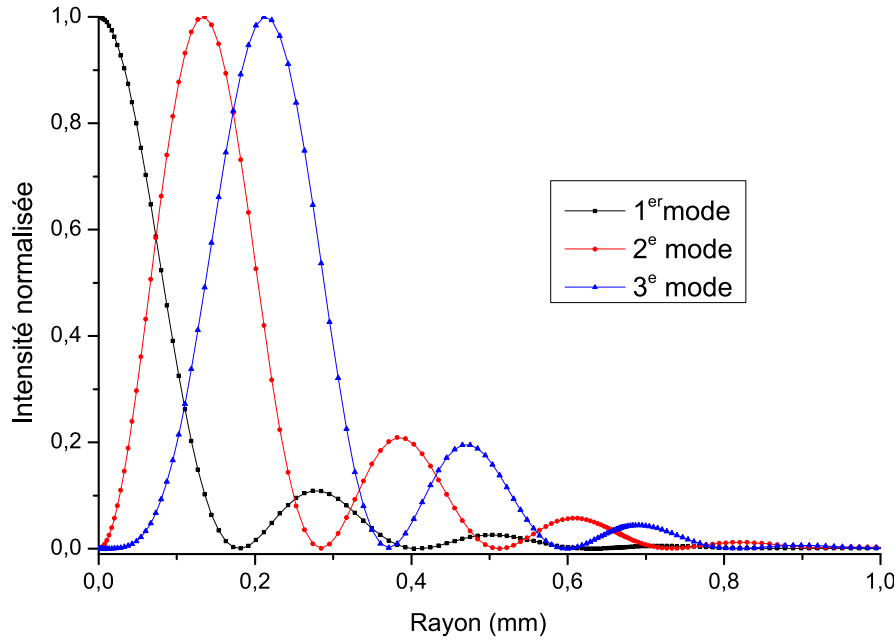


FIGURE 2.2: **Profils des trois modes transverses dominants sur le coupleur pour une cavité légèrement multimode, pour $a = 0.36$ mm.**

à lui-même. Il est raisonnable de penser que l'intensité du lobe central du mode dominant soit supérieure à celle du premier anneau du second et du troisième mode. Dans le cas de figure à la figure 2.2, soit un coupleur d'un rayon double par rapport au lobe central du mode dominant, on observe que les trois premiers modes sont de symétries azimutales différentes (soit selon J_0 , J_1 , et J_2), ce qui n'est pas toujours le cas. Un des éléments intéressants à constater est que l'intensité relative des anneaux diffère de celle du faisceau Bessel idéal. Par exemple, dans le cas du mode dominant, celui-ci s'apparente à un faisceau Bessel d'ordre zéro. L'intensité normalisée du premier anneau devrait atteindre 0.16 et celle du deuxième environ 0.09.

La figure 2.3 présente les profils des mêmes trois premiers modes, mais cette fois immédiatement à la sortie de la cavité. On constate que l'intensité est nulle au centre, ce qui est logique car notre coupleur fait de l'ombre. Cependant, on remarque que l'intensité augmente plus rapidement que prévu en fonction du rayon. Rappelons que le coupleur a un rayon de 0.36 mm ; il paraît étonnant qu'il puisse y avoir de la lumière avant ce point. En vérité, ce problème est strictement numérique et est causé par le profil de réflectivité supergaussien du coupleur simulé de notre programme. L'ordre insuffisant de la supergaussienne fait que le profil de réflectivité ne diminue assez rapidement au bord du coupleur. Comme le programme ne réfléchit pas toute l'énergie dans les zones de bord, il l'a considéré comme transmise, de là le pic d'intensité à cette endroit (la courbe bleue et la courbe noire sur la figure 2.3). Cette effet est exagéré pour la courbe noire, le mode dominant, car l'énergie sur le bord du coupleur est plus grande que celle des anneaux qui passent à l'extérieur (voir l'aspect du mode dominant sur le coupleur).

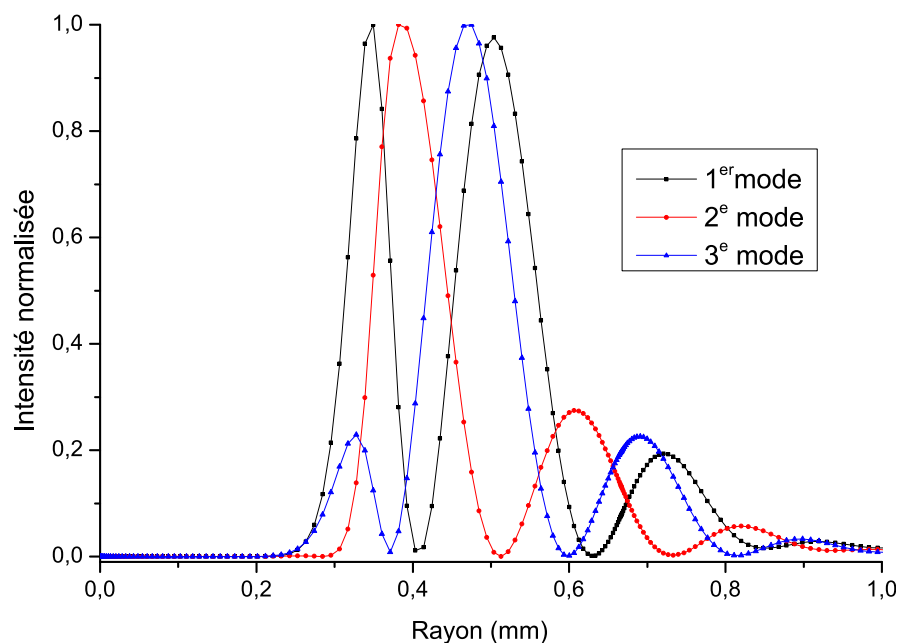


FIGURE 2.3: Profils des trois modes transverses dominants en champ proche pour une cavité légèrement multimode, pour $a = 0.36$ mm.

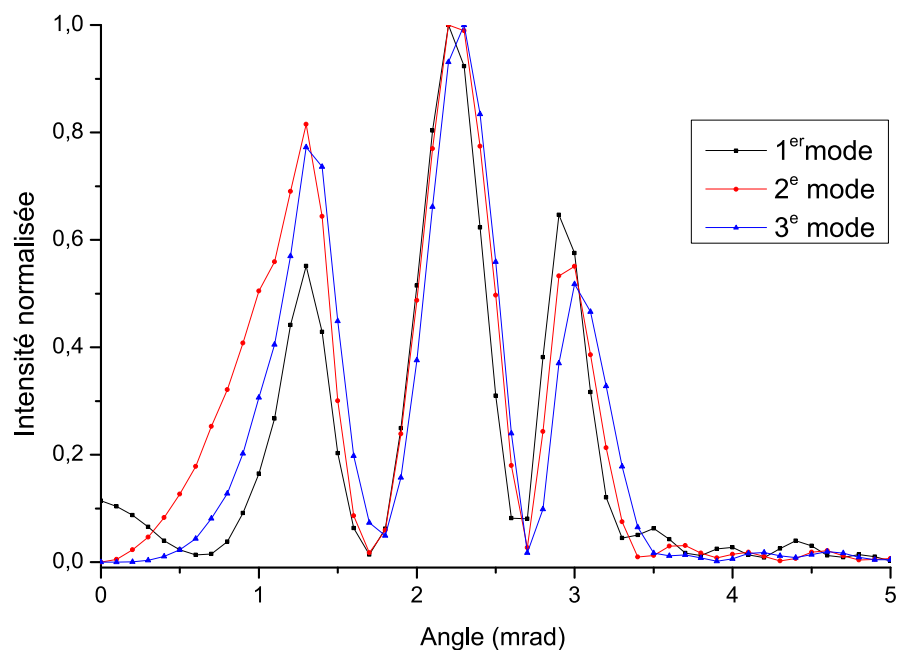


FIGURE 2.4: Profils des trois modes transverses dominants en champ lointain pour une cavité légèrement multimode, pour $a = 0.36$ mm.

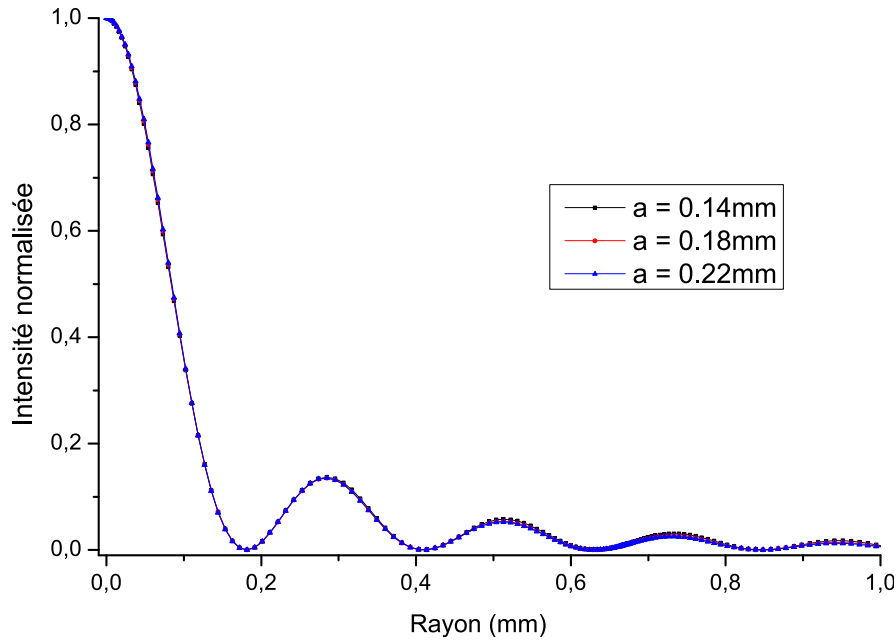


FIGURE 2.5: Profil du mode dominant sur le coupleur obtenu à l'aide des simulations, pour des coupleurs de différentes tailles.

La figure 2.4 montre le profil des modes dominants en champ lointain. Il est assez surprenant de constater, quoique nous ayons déjà eu des indices de cette situation à la vue de la figure 2.2, que chaque mode contient plus d'un anneau en champ lointain. Dans le cas du mode dominant, celui assimilable à un faisceau Bessel J_0 , on se serait attendu à un seul anneau mince en champ lointain. Quoiqu'il soit un peu tôt pour s'en faire une idée sûre, cette information laisse penser que le mode fondamental ne sera peut-être pas tout à fait un faisceau Bessel pur, mais plutôt un faisceau qu'on qualifiera de quasi-Bessel. Voyons si ce sera toujours le cas avec nos simulations de cavité monomode.

2.3.2 Simulations d'une cavité monomode

Dans les simulations d'une cavité monomode, en plus de vouloir connaître le profil que prendra le mode dominant en champ proche, en champ lointain et à l'intérieur de la cavité, nous nous sommes intéressés à déterminer l'effet d'une faible variation de la taille du coupleur sur ce mode, permettant ainsi de faire le lien avec les mesures des distributions réelles obtenues. Rappelons que ce cas de figure correspond plus à celui de notre résonateur.

La figure 2.5 présente le profil du mode dominant à l'intérieur de la cavité, dans le plan du coupleur, en fonction de la taille du coupleur. On peut remarquer qu'une faible variation de la taille du coupleur affecte très peu la forme du mode dominant à l'intérieur de la cavité. En se référant à la figure 2.2, on remarque que la seule différence est l'intensité accrue pour les anneaux lorsqu'on réduit la taille du coupleur, mais les zéros de la distribution ne bougent

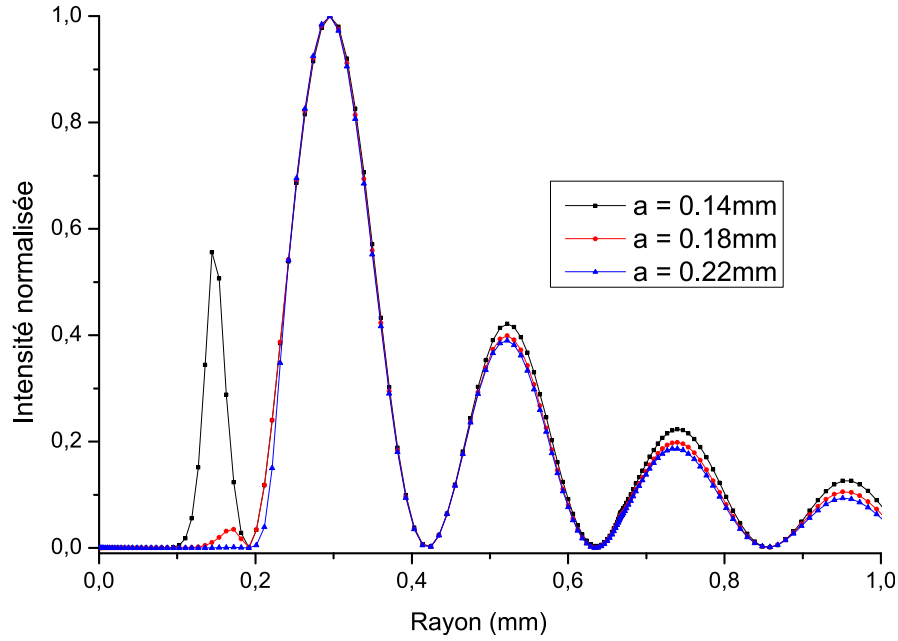


FIGURE 2.6: Profil du mode dominant en champ proche obtenu à l'aide des simulations, pour des coupleurs de différentes tailles.

pas, ce qui s'approche du faisceau Bessel J_0 . On ne peut pas affirmer que le coupleur mieux adapté à la taille du mode dominant ($a = 0.18 \text{ mm}$) donne de meilleurs résultats que les deux autres.

La figure 2.6 présente le profil du mode dominant transmis en champ proche, immédiatement après le coupleur, en fonction de la taille du coupleur. On peut remarquer que les profils sont presque identiques, à part les deux pics (avant 0.2 mm) des courbes noire et rouge. En réalité, ces pics ne devraient pas être là, car ils se trouvent dans la zone d'ombre du coupleur. Cela s'explique par le profil de réflectivité supergaussien d'ordre insuffisant du coupleur, comme nous en avons discuté pour le cas multimode. Cette fois, à part la fausse bosse, la cavité ayant le plus petit coupleur semble donner de meilleurs résultats. On observe que l'intensité des anneaux secondaires est plus élevée et se rapproche un peu plus du faisceau Bessel d'ordre zéro idéal. Rappelons que le lobe central du faisceau sera reformé, par interférence, un peu plus loin.

La figure 2.7 présente le profil du mode dominant en champ lointain pour trois tailles de coupleur. On remarque, cette fois, un anneau en champ lointain plus intense qui correspond bien au faisceau Bessel J_0 , qui serait formé par notre axicon, mais aussi des anneaux secondaires d'intensité plus faible. On voit aussi qu'il reste de la lumière au centre. On remarque que plus le coupleur est petit, plus la forme du mode s'approche du champ lointain du faisceau Bessel d'ordre zéro idéal, c'est-à-dire que les anneaux secondaires, ainsi que la lumière au centre, sont plus faibles.

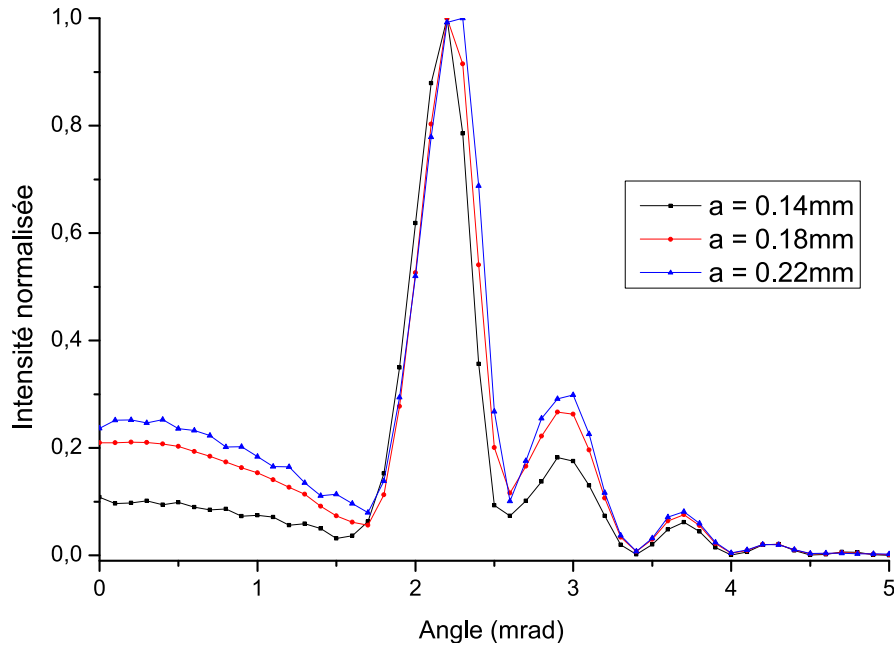


FIGURE 2.7: Profil de mode dominant en champ lointain obtenu à l'aide des simulations, pour des coupleurs de différentes tailles.

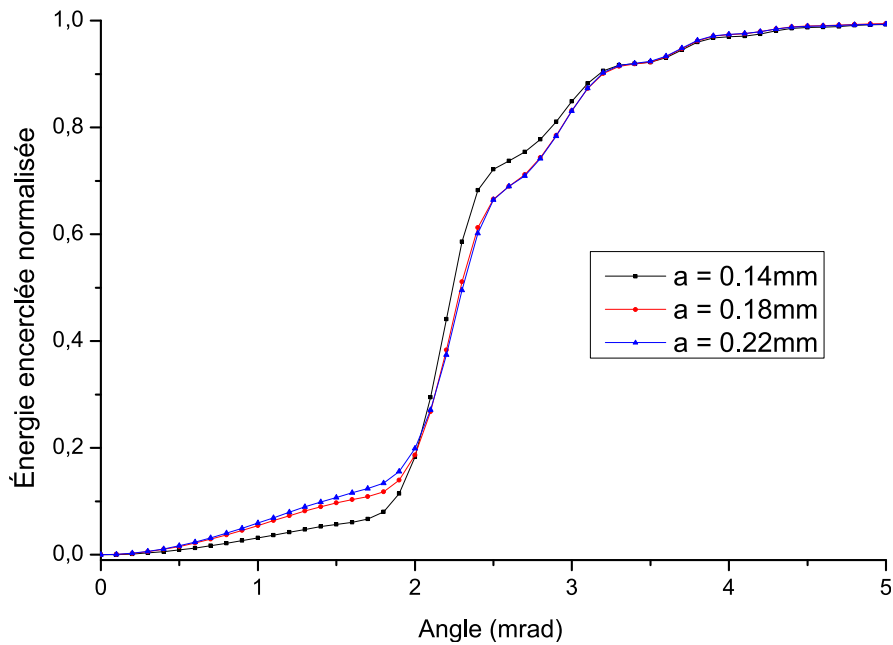


FIGURE 2.8: L'énergie encerclée du champ lointain pour le mode dominant, pour des coupleurs de différentes tailles.

Nous présentons à la figure 2.8, l'énergie encerclée en champ lointain pour les trois tailles de coupleur choisies. Encore une fois, on remarque que le coupleur le plus petit semble favoriser l'énergie contenue dans l'anneau intense. Il génère donc un faisceau qui s'apparente plus à

un faisceau Bessel J_0 idéal. On voit clairement que plus d'énergie est contenue dans l'anneau principal.

a (mm)	$ \gamma^2 $			$(\gamma_1 / \gamma_2)^2$
	1 ^{er} mode	2 ^e mode	3 ^e mode	
0.14	0.1246	0.0206	0.0005	6.0485
0.18	0.1672	0.0770	0.0059	2.1714
0.22	0.1956	0.1644	0.0317	1.1898
0.36	0.4777	0.3831	0.3140	1.2469

TABLE 2.1: Valeurs propres au carré des trois premiers modes transverses.

Pour faire une analyse plus complète de la situation, voici le tableau 2.1, qui présente les valeurs propres pour les trois modes dominants des cavités que nous avons simulées. La dernière colonne du tableau est consacrée à la discrimination au carré qui nous sert de critère afin de déterminer si la cavité est monomode ou multimode. La valeur que nous avons ciblée pour la discrimination au carré est aux environs de deux. Si après un aller-retour dans la cavité il nous reste deux fois plus du mode dominant que du second mode, on peut imaginer qu'après un grand nombre d'allers-retours, il ne restera dans la cavité que presque uniquement le mode dominant. Ce critère nous permet de constater que les deux cavités avec un coupleur plus grand produisent un faisceau multimode. Dans le cas où $a = 0.22$ mm, il ne reste que deux modes qui persistent après un grand nombre d'allers-retours, car la valeur propre du troisième mode est trop faible par rapport aux deux premiers. Le cas où $a = 0.36$ mm nous montre un cas où plusieurs modes, au moins trois, se chevauchent. Les deux autres sont des cas de cavité monomode.

Encore une fois, lorsqu'on détermine laquelle des cavités est la plus monomode, les données semblent pointer vers le cas du coupleur le plus petit. Cependant, il faut noter que dans le cas du coupleur le plus petit, la norme de la valeur propre a tendance à chuter, ce qui signifie aussi des plus grandes pertes après chaque aller-retour, donc probablement, au final, une perte en intensité. D'une certaine façon, le cas du coupleur plus petit que le faisceau Bessel intra-cavité est un cas de sur-sélection modale. Il faut aussi noter que dans le laboratoire, on peut deviner que le comportement avec le petit coupleur ne sera pas exactement le même que celui prédit. En effet, la lumière sur les bords du coupleur risque d'engendrer de la diffraction, et même si le programme Prony en tient compte pour le calcul des différents champs, il ne nous permet pas de visualiser le faisceau le long de sa propagation. Il est difficile de déterminer avec précision l'effet que cette lumière diffractée a sur la zone d'interférence du Bessel, mais tout laisse croire que la longueur de celle-ci en sera réduite.

Chapitre 3

La cavité

Dans ce chapitre, nous présenterons une description de notre montage de cavité laser. Nous décrirons les diverses contraintes avec lesquelles nous avons dû composer lors du montage de celle-ci, et aussi de la stratégie d'alignement que nous avons utilisée.

3.1 Présentation du montage

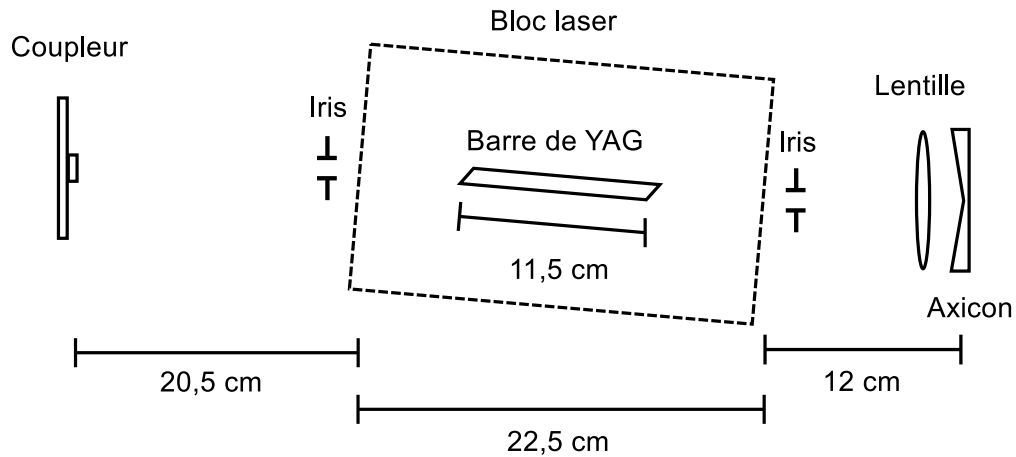


FIGURE 3.1: Schéma de la cavité laser vue de dessus.

La figure 3.1 présente le schéma de la cavité laser. On peut y voir (de gauche à droite) ; le coupleur, le bloc laser Nd:YAG placé entre deux iris, la lentille plano-convexe avec un anti-reflet pour 1064 nm ($f = 1\text{ m}$) et l'axicon. Nous avons exagéré l'effet de déplacement du faisceau, en raison du passage dans la barre de YAG, en tournant le bloc laser, dans le but que le schéma soit plus fidèle à la réalité. Notons que pour certaines parties, le montage a été quelque peu modifié. Par exemple, nous avons tenté de gagner un peu d'espace du côté du coupleur, en resserrant le côté axicon, lorsque nous avons mesuré la distribution à l'intérieur de la cavité (voir chapitre suivant). Les mesures indiquées sur le schéma y sont donc à titre indicatif.

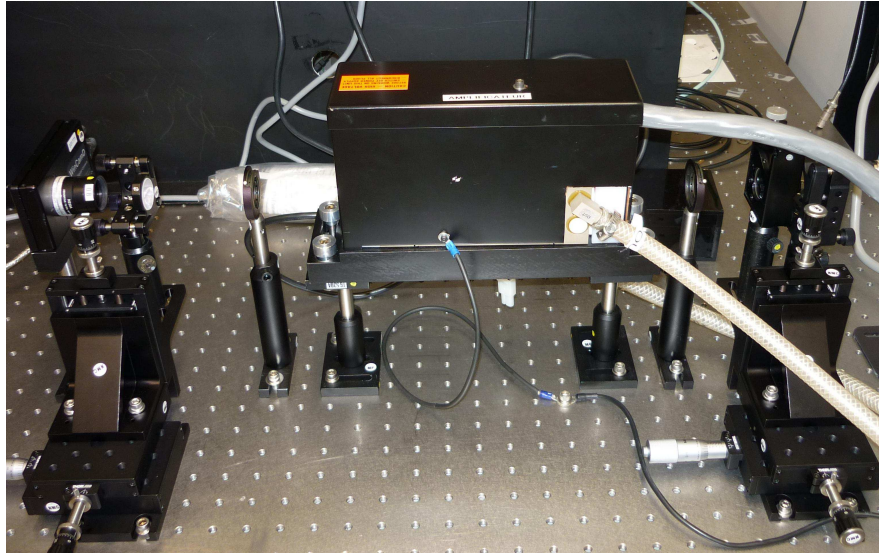


FIGURE 3.2: Photo de la cavité laser.

La figure 3.2 présente une photo de la cavité laser. On peut y voir les plateaux de translation à trois axes utilisés pour le coupleur (à gauche) et pour la lentille et l'axicon (à droite). La lentille et l'axicon ont été placés sur le même plateau de translation pour les garder le plus rapprochés possible. Une monture de type cardan ("gimbale") est utilisée pour la lentille, toujours dans le but d'approcher celle-ci le plus possible de l'axicon. Au centre, nous voyons la bloc laser.

Le bloc laser Nd:YAG

Le bloc laser est relié à une source de haute-tension. Cette source alimente la lampe flash qui pompe optiquement le milieu de gain. La source permet de contrôler la puissance de pompage ainsi que le taux de répétition du laser. Les fréquences possibles sont 1, 5 et 10 Hz, ce qui correspond aussi aux cadences possibles des impulsions. Comme la source ne permettait pas de synchronisation des impulsions avec les détecteurs, nous avons travaillé à 10 Hz, ce qui nous a permis de plus facilement repérer et mesurer le signal avec le puissance-mètre. Dans le cas de la caméra CCD, nous avons contourné le problème en augmentant le temps d'exposition pour nos images. Les deux tubes, que l'on peut voir, font partie du système de refroidissement de la lampe et du milieu laser.

À l'intérieur du boîtier du bloc laser, il y a le milieu de gain constitué d'une tige de cristal de YAG dopé au néodyme. Cette tige, d'une longueur de 11,5 cm, est biseautée à angle à chaque bout. Notons que l'indice de réfraction du cristal dopé est de 1,82. La tige est placée dans le boîtier de manière à ce que la polarisation de la lumière à la sortie du bloc laser soit horizontale. La tige est installée à l'intérieur d'une enceinte réfléchissante de la forme d'un cylindre elliptique. La tige occupe l'un des foyers de l'ellipse alors que l'autre foyer est occupé

par la lampe flash. De cette façon, le pompage est beaucoup plus efficace, car la lumière émise par la lampe est focalisée sur la tige.

Notons que nous avons vérifié, même si cela sortait un peu de notre sujet d'étude, que les impulsions produites par notre laser ont bien le profil temporel, typique des impulsions émises par les lasers Nd:YAG, tel que le décrit Siegman dans Lasers (chapitre 25) [11]. La durée des impulsions est d'environ $250 \mu s$, ce qui constitue une norme pour ce type d'oscillateur.

3.1.1 Les plateaux de translation

Comme nous en parlerons plus loin, l'alignement de la cavité s'est révélé assez difficile. Des mouvements de translation des plus fins se sont avérés nécessaires autant pour le coupleur de la cavité que pour l'axicon. C'est pour cette raison que nous avons doté nos plateaux de translation, pour ces plans, de vis micrométriques nous procurant une résolution de mouvement de $25 \mu m$ par tour de vis. Pour ce qui est de l'axe restant, celui dans le sens de la longueur de la cavité, les vis micrométriques traditionnelles donnant un déplacement de $250 \mu m$ par tour furent bien suffisantes, car la précision sur cet axe était moins critique. Théoriquement, il aurait suffi d'avoir des ajustements de précision dans un seul plan, soit celui de l'axicon ou celui du coupleur, mais cette résolution supplémentaire a grandement simplifié l'alignement.

3.1.2 Les montures du coupleur et de l'axicon

Une excellente précision dans l'ajustement des angles a aussi été nécessaire pour les montures du coupleur et de l'axicon. Dans le cas de la monture du coupleur (25 mm de diamètre), la rotation est de 7,4 mrad par tour de vis et pour celle de l'axicon (50 mm de diamètre), la rotation est de 4,8 mrad par tour. Les vis sont identiques dans les deux cas. La résolution supplémentaire de la monture de 50 mm est simplement due au fait de son plus grand diamètre.

3.2 Alignement et contraintes

Après avoir brièvement décrit le montage de la cavité, il est important d'énoncer quelques restrictions auxquelles nous avons fait face lors de la procédure d'alignement.

3.2.1 Longueur d'onde d'utilisation

Un des problèmes rencontrés vient de la longueur d'onde d'émission de l'oscillateur YAG. En effet, les anti-reflets des composantes sont faits pour l'infrarouge (1064 nm), la longueur d'onde de l'oscillateur laser. Cependant, les anti-reflets ne sont pas adaptés à la longueur d'onde (633 nm) du laser d'alignement. Lorsqu'on place la lentille intracavité, par exemple, une multitude de réflexions parasites viennent compliquer la procédure d'alignement.

Une autre difficulté provient du fait qu'on ne pourra jamais être tout à fait certain que l'axe qu'on aura privilégié avec l'alignement sera réellement sélectionné par la cavité lorsqu'il y aura effet laser. L'axe de la cavité sera déterminé par l'orientation du coupleur et de l'axicon, mais comme le laser d'alignement provient de l'extérieur de la cavité, cet axe est difficilement accessible car le coupleur fait ombre au faisceau.

3.2.2 La taille du coupleur

Comme nous l'avons vu, le coupleur est plutôt petit, soit $190 \mu m$ de rayon. Il est difficile de voir la réflexion de celui-ci. De plus, à cause de sa petite section, un faible angle de déviation de l'axicon peut faire en sorte que le faisceau n'intercepte plus le coupleur. Le faisceau du laser d'alignement est aussi beaucoup plus gros que le coupleur ; on a toujours l'impression qu'il est dessus, ce qui est souvent le cas, mais déterminer s'il est bien au centre du faisceau est difficile.

3.2.3 La distance axicon/lentille

Puisque que nous avons supposé que l'axicon et la lentille sont en contact dans les simulations, un effort a été apporté pour que la distance entre ces composantes soit minimisée. Le mieux que nous avons pu faire, c'est de les approcher à quelques centimètres (2 à 3), mais cette distance n'est pas nulle. Il faut donc s'assurer que les deux pièces bougeront bien ensemble. C'est la raison pour laquelle nous les avons mises sur les mêmes plateaux de translation. Cependant, il y a alors une contrainte supplémentaire pour l'alignement de ces deux pièces. En effet, nous devons les pré-aligner à l'avance, afin que le centre de la courbure de la lentille soit bien vis-à-vis du milieu (pointe) de l'axicon.

3.2.4 Le positionnement du milieu laser

Le bloc laser n'a aucune liberté de mouvement. Avec les fils et les tubes de refroidissement, il ne serait pas possible d'avoir une monture permettant un mouvement assez fin. Ce bloc est fixé le plus solidement possible, dans le meilleur axe qu'on a pu trouver. Cet alignement grossier est effectué visuellement, n'oublions pas que l'ajustement final de l'alignement du laser est fait avec les montures aux extrémités de la cavité.

À chaque extrémité du bloc laser, il y a une ouverture ovale d'environ un centimètre de hauteur par un centimètre et demi de largeur. On peut voir, en regardant au travers, la teinte rosée du cristal de YAG. La tige a environ 8 mm de diamètre. Lors de l'alignement, il faut aussi porter une attention particulière au fait que la tige est terminée à angle. Le faisceau est dévié horizontalement. Les ouvertures supportent un angle d'entrée ou de sortie suffisamment large pour le faisceau d'alignement, mais il faut s'assurer que la forme de celui-ci ne soit pas altérée.

3.2.5 La longueur de la cavité

La longueur de la cavité est fixée par la focale de la lentille ($L = f/2$) pour que la condition d'imagerie soit respectée. Quoique cette limitation affecte très peu l'alignement, elle n'en reste pas moins une contrainte. Nous pouvons remarquer sur la figure 3.1 que la longueur réelle de la cavité est de 55 cm plutôt que 50 cm comme le commande la condition d'imagerie. Cependant, la longueur optique doit tenir compte de l'indice de réfraction du milieu. Dans notre cas, la barre de YAG contribue à réduire cette longueur (optiquement parlant). Lors de l'alignement, nous garderons ce paramètre fixe.

3.3 Stratégie d'alignement

Cette cavité est difficile à aligner, car nous cherchons à faire réfléchir le lobe central d'un faisceau Bessel, qui couvre quelques centaines de micromètres de diamètre, sur un coupleur de la même grosseur, dans une cavité d'une longueur de 50 cm. Les tolérances aux angles et aux translations qui en résultent sont très faibles et en plus, le faisceau n'est pas visible.

Au moment de l'écriture de ce mémoire, la stratégie décrite ici semble avoir été la meilleure. Afin de simplifier la visualisation du montage, la figure 3.3 détaille la position des diverses composantes nécessaires à l'alignement.

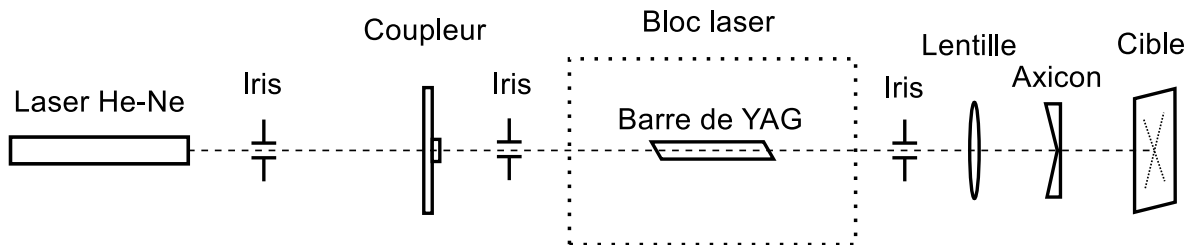


FIGURE 3.3: Schéma du montage pour l'alignement de la cavité vue de dessus.

3.3.1 Pré-alignement de la lentille et de l'axicon

La contrainte sur la distance entre l'axicon et la lentille nous a obligés à installer ces deux pièces sur le même plateau de translation. Il faut alors pré-aligner les supports à tige horizontalement pour que les deux pièces soient bien centrées une par rapport à l'autre, et bien les fixer sur les plateaux de translation. Ensuite, on peut aligner la lentille et l'axicon en hauteur. Cette étape est basée sur l'observation visuelle. Une fois les deux pièces bien centrées verticalement, nous installons un anneau bloqueur sur la tige métallique qui tient la monture. Ainsi, l'alignement en hauteur sera préservé même si on retire les pièces, ce que nous devons faire pour le début de l'alignement de la cavité. Remarquons que nous ne touchons pas, pour le moment, à l'alignement angulaire de ces pièces.

3.3.2 Centrage du bloc laser

Le laser d'alignement que nous utilisons est un hélium-néon placé sur une monture permettant des mouvements verticaux et horizontaux ainsi que des ajustements angulaires. La première étape d'alignement consiste à fixer la position du bloc laser. D'abord, on le centre de manière grossière, simplement pour s'assurer que le faisceau du laser puisse passer au travers. En utilisant une cible au bout de la cavité, on déplace horizontalement le faisceau pour voir jusqu'où on peut le déplacer de gauche à droite. Puis on le centre. De la même manière on peut le centrer verticalement. Faire des marques sur la cible peut être utile. Il faut aussi garder en tête que le faisceau du laser Nd:YAG sera plus large que celui de l'hélium-néon. Le fait que la tige de YAG soit coupée à angle déplace le faisceau horizontalement ; l'alignement sur cet axe est donc un peu plus difficile. Cette étape est probablement la plus critique ; lorsqu'on aligne le bloc laser, on a l'impression qu'on a une bonne tolérance pour les angles, mais à cause du déplacement horizontal et du diamètre plus important du faisceau infrarouge, cette impression s'avère fautive. Lorsque le centrage du bloc laser nous satisfait, on fixe le boîtier solidement et on installe les iris de chaque côté. Les iris servent de référence pour la suite de l'alignement. Un autre iris est installé immédiatement à la sortie du laser d'alignement, celui-ci servant à vérifier que le faisceau d'alignement demeure à la même hauteur.

3.3.3 Alignement de la lentille

Pour l'alignement de la lentille, il faut d'abord centrer celle-ci verticalement et horizontalement grâce aux plateaux de translation. À la suite de cette étape, notre axicon devrait, lui aussi, être centré lorsque nous l'ajouterons, puisque les deux pièces auront préalablement été alignées. La cible est encore utile pour cette étape car elle permet de vérifier que le faisceau arrive toujours au même endroit. Ensuite, à l'aide des iris et de la cible, il faut aligner angulairement la lentille. Puisque nous n'avons pas d'anti-reflet pour la longueur d'onde du laser d'alignement, nous pourrions nous fier aux réflexions des deux faces de la lentille en les alignant d'abord sur le premier iris, puis sur celui de l'autre côté du bloc laser (côté coupleur). L'ajustement le plus fin sera fait en regardant sur l'iris à la sortie du laser d'alignement. Nous pourrions vérifier sur la cible que le faisceau a toujours une forme adéquate.

3.3.4 Alignement angulaire de l'axicon

Lorsque nous plaçons l'axicon, il est important de faire bien attention à ne pas toucher la lentille. C'est à ce moment que les réflexions deviennent un problème. En effet, puisqu'à ce moment la forme du faisceau s'apparente plus à un profil Bessel, on peut voir plusieurs ordres de réflexion de forme Bessel et il est souvent difficile de trouver une réflexion de référence. Pour cela, il n'y a pas de secret ; il faut manipuler angulairement l'axicon pour se faire une idée de la meilleure réflexion qu'on utilisera comme repère. Une fois celle-ci trouvée, on peut procéder à l'alignement en tant que tel. D'abord, on repère cette réflexion sur l'iris le plus

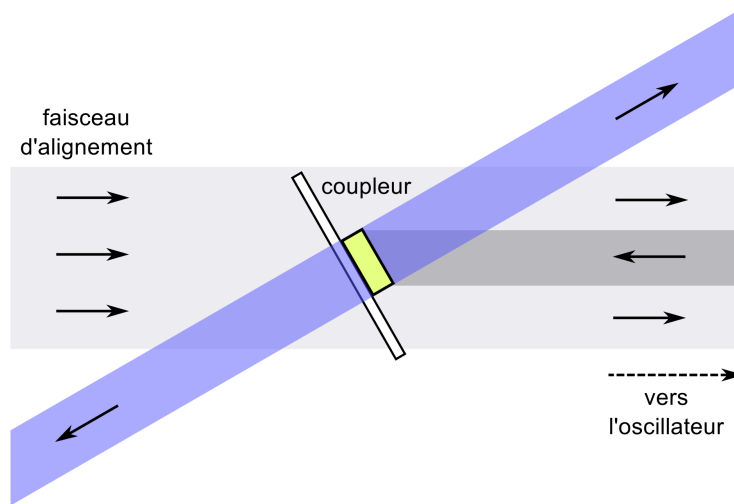


FIGURE 3.4: **L’alignement angulaire du coupleur.** On peut voir ; i) en gris pâle, le faisceau d’alignement, qui effectue un aller-retour dans la cavité. ii) en gris foncé, l’ombre que fait le coupleur (en jaune) dans le faisceau d’alignement dont on se sert pour centrer le coupleur horizontalement et verticalement. iii) en bleu, les réflexions sur le coupleur, l’une vers l’intérieur de la cavité (à droite), qu’on utilise pour l’alignement angulaire grossier et l’autre vers le laser d’alignement (à gauche), qu’on utilise pour l’ajustement fin.

proche de l’axicon pour un alignement grossier. Il est inutile d’essayer de la repérer sur la lentille, car celle-ci est trop proche de l’axicon. Ensuite nous alignons sur le second iris, proche du coupleur, et finalement sur celui à la sortie du laser d’alignement.

3.3.5 Alignement du coupleur

Pour l’alignement vertical et horizontal du coupleur, on peut s’aider grâce à une carte ou un bout de papier. Une fois le coupleur en place, nous pouvons utiliser le papier vers l’intérieur de la cavité pour observer l’ombre du coupleur dans le faisceau. Nous pouvons ainsi aligner verticalement et horizontalement le coupleur approximativement au centre du faisceau incident du laser d’alignement. En théorie, lorsque l’alignement de la cavité sera complété, le faisceau qui est réfléchi devrait revenir au même point. Tenter d’aligner le coupleur au centre des réflexions de forme Bessel est une démarche utopique. De toute façon, cela ne sert pas, car nous ne pouvons pas être certains que l’axe de la cavité respectera bien celui de l’alignement.

La dernière étape consiste en l’ajustement angulaire du coupleur (voir la figure 3.4). Une fois qu’on aura repéré la réflexion du coupleur à l’intérieur de la cavité, on pourra la centrer sur l’iris le plus proche, à l’intérieur de la cavité. On ne pourra pas faire l’ajustement angulaire fin avec la réflexion vers l’intérieur de la cavité car au-delà du premier iris, on perd la réflexion de vue. Il est plus facile d’utiliser la réflexion qui revient vers le laser d’alignement, puisque le dos du coupleur agit aussi comme un miroir. Nous pourrions centrer la réflexion du coupleur

sur l'iris à la sortie du laser d'alignement, au centre du faisceau Bessel et de l'anneau en champ lointain issu des multiples réflexions internes du faisceau.

L'ensemble des réflexions, observées sur la surface de l'iris à la sortie du laser d'alignement n'a souvent pas une très belle apparence, mais avec un peu d'habitude, on peut déjà se douter si le résultat sera convenable ou non. Nous devons souvent revenir aux étapes précédentes pour améliorer l'alignement. La difficulté est toujours reliée à la quantité des réflexions et au choix du repère.

3.3.6 Démarrage du laser

Normalement, si les étapes précédentes ont été bien réalisées, nous devrions être proche d'obtenir un effet laser. Pour le vérifier, nous utilisons un puissance-mètre à la sortie du laser. Nous utilisons des cartes fluorescentes dans le visible afin de percevoir le faisceau. Nous démarrons la source en mode 10 Hz et nous pouvons aussi augmenter la puissance fournie à la lampe flash pour mieux percevoir le signal (sur la source $HV > 1$). Lorsqu'on sera sûr d'obtenir un effet laser, nous pourrions alors réduire la puissance (sur la source $HV < 1$), pour plus de sécurité. La source ne permet pas de savoir la tension fournie à la lampe ; un cadran permet de varier la tension selon une échelle arbitraire annoté HV pour "high voltage".

La plupart du temps, lors du démarrage, on ne mesure rien de notable sur le puissance-mètre. Comme les impulsions lumineuses de la lampe font osciller le détecteur, alors il faut obtenir au moins un signal d'une dizaine de milliwatts. Cependant, si l'alignement a été bien fait, nous devrions être près d'obtenir un effet laser. Pour le trouver, il faut balayer verticalement et horizontalement le coupleur. Il ne faut pas, tant que nous ne détectons rien, faire de déplacement angulaire ou ajuster d'autres composantes que le coupleur. Nous ne ferions que détruire l'alignement grossier obtenu précédemment. Le mieux est d'explorer verticalement et horizontalement de manière à faire approximativement une grille en plaçant notre point de départ au centre. Si aucun signal n'est obtenu, et que l'on a déjà souvent déplacé le coupleur, il faudra probablement recommencer l'alignement et tenter de faire mieux.

Le cas où un signal est détecté est plus enivrant, mais pas encore un signe de réussite. Il faut, à partir de ce moment, optimiser le signal en ajustant successivement les plateaux de translation du coupleur et de l'axicon (verticalement et horizontalement), puis délicatement optimiser les ajustements angulaires. Avec les ajustements angulaires, il faut être plus délicat, car il n'est pas rare de perdre complètement le signal.

Lorsque l'optimisation semble complétée, nous observons le faisceau obtenu grâce à une caméra CCD. C'est à ce moment que l'on peut constater si l'alignement est vraiment bon. Le faisceau Bessel pourrait être déformé, signe que l'alignement est imparfait. Nous pourrions aussi obtenir un autre type de faisceau, car ce type de laser (le YAG) tolère de grandes pertes, donc la réflexion d'un anneau du Bessel pourrait suffire à produire un effet laser. Pour

ces derniers cas, il serait, une fois de plus, possible que nous soyons obligés de recommencer l'alignement à partir du début.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre seront présentées les distributions de faisceau que nous avons mesurées en champ proche, en champ lointain et à l'intérieur de la cavité, ainsi qu'une analyse complète de ces résultats expérimentaux. Toutes les distributions présentées dans ce chapitre ont fait l'objet d'un traitement numérique. Nous avons centré, coloré et normalisé les images brutes, mais sans appliquer de filtre ou de lissage de profil.

4.1 Distributions en champ proche

La mesure de la distribution en champ proche permet de vérifier si le faisceau produit se rapproche d'un faisceau de type Bessel. En plus, la distribution à la sortie de la cavité permet de s'assurer que le coupleur bloque le lobe central du faisceau Bessel intra-cavité.

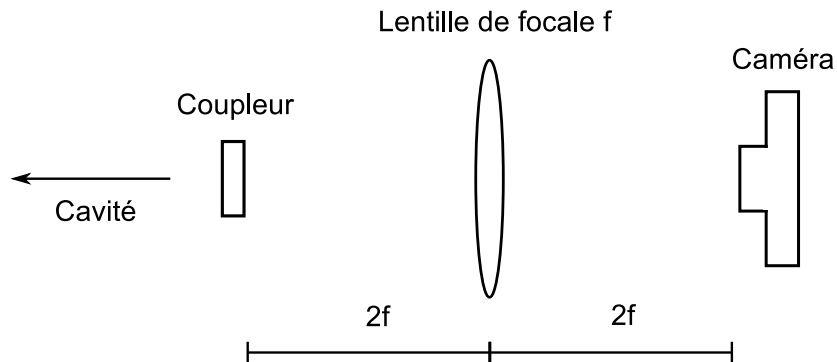


FIGURE 4.1: Montage pour mesurer la distribution dans le plan du coupleur, hors cavité.

La figure 4.1 présente le montage que nous avons utilisé pour mesurer la distribution en champ proche. Le système d'imagerie permet d'imager le plan immédiatement après le coupleur, ce qui aurait été difficile en utilisant seulement la caméra CCD, en raison de la difficulté d'approcher celle-ci suffisamment. Il a fallu s'assurer de bien atténuer le signal mesuré à la

caméra pour éviter de l'abîmer. En général, nous avons atténué avec des filtres de densité optique 6 ou 7 selon les spécifications ; cependant il faut noter que les atténuateurs n'étaient pas aussi efficaces pour la longueur d'onde du laser.

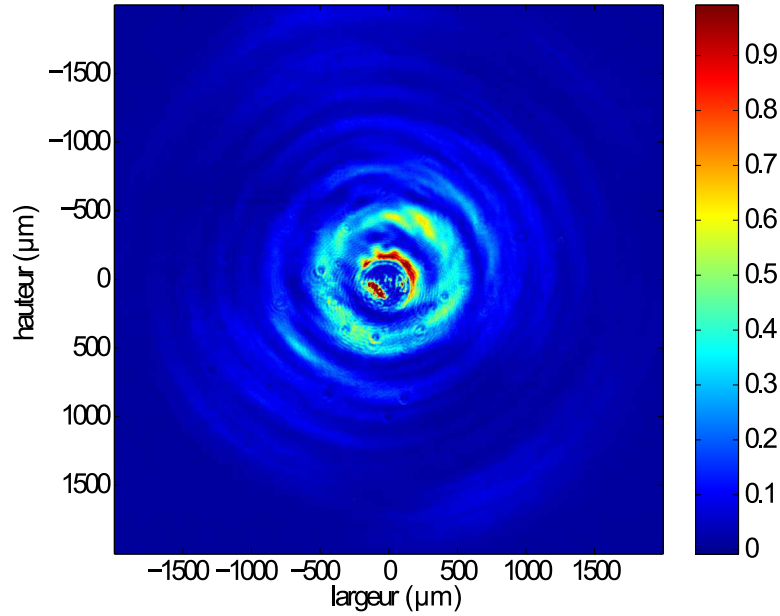


FIGURE 4.2: La distribution à la sortie du laser.

La figure 4.2 présente la distribution en champ proche juste à la sortie du coupleur. On voit bien, au centre, l'ombre que le coupleur fait dans le lobe central. En effet, lorsqu'on examinera la distribution à l'intérieur de la cavité (figure 4.10), on constatera que le lobe central est plus grand que celui prévu dans les simulations. Le coupleur s'avère un peu trop petit pour réfléchir toute la partie centrale du faisceau. On peut également constater que la forme du coupleur ne semble pas parfaitement circulaire, ce que la caractérisation du coupleur n'avait pas révélée. Il est probable qu'à certains endroits l'épaisseur d'or était insuffisante pour bien réfléchir le faisceau. D'autre part, malgré le défaut central, les anneaux ne sont pas trop déformés et sont bien concentriques, comme pour les faisceaux Bessel.

Pour les mesures de la distribution après le coupleur, il n'était pas nécessaire d'imager pour obtenir de bons résultats. La figure 4.3 présente le schéma du montage utilisé pour obtenir les distributions de faisceau pour plusieurs plans après le coupleur.

La figure 4.4 présente la distribution en champ proche pour quelques plans après le coupleur. On peut voir le lobe central se construire, au fur et à mesure qu'on s'éloigne du coupleur. Si on exclut le premier anneau qui, comme semble l'indiquer la figure 4.2, serait les bords du lobe central non bloqué par le coupleur, le faisceau a bien l'apparence d'un profil Bessel. On remarque que le faisceau a tendance à perdre un peu son profil lors de la propagation, ce qui n'est pas tellement surprenant puisqu'il est probablement un peu affecté par la diffraction de

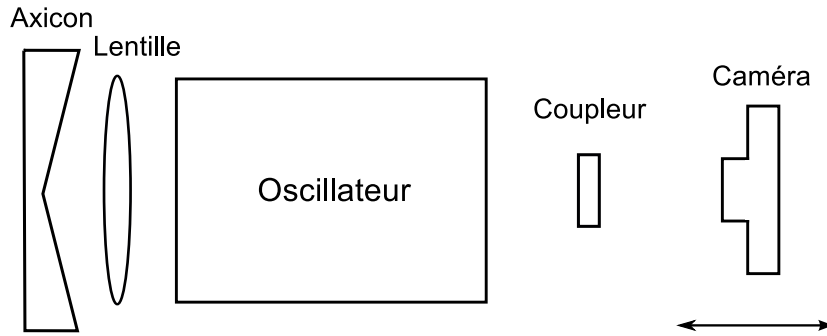


FIGURE 4.3: Montage pour mesurer la distribution dans différents plans après le coupleur.

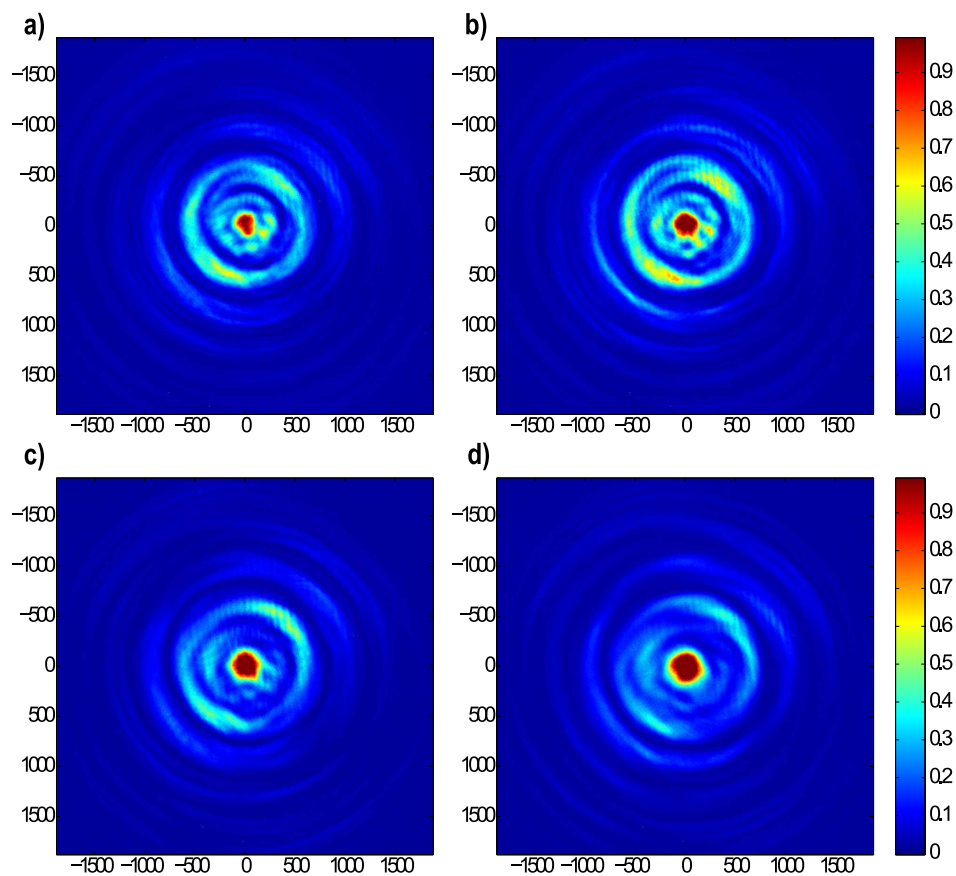


FIGURE 4.4: Les distributions en champ proche mesurées pour différents plans après le coupleur. Ces distributions ont été mesurées à une distance du coupleur de sortie de a) 8 cm, b) 10 cm, c) 15 cm, et d) 20 cm. Les unités de hauteur et de largeur sont les microns.

la lumière sur les bords du coupleur. Dans les faits, passé une certaine distance (à environ 40 cm du coupleur), les images obtenues n'étaient plus de qualité, c'est-à-dire que les anneaux étaient de plus en plus déformés. Il faut cependant remarquer qu'à cette distance nous sommes

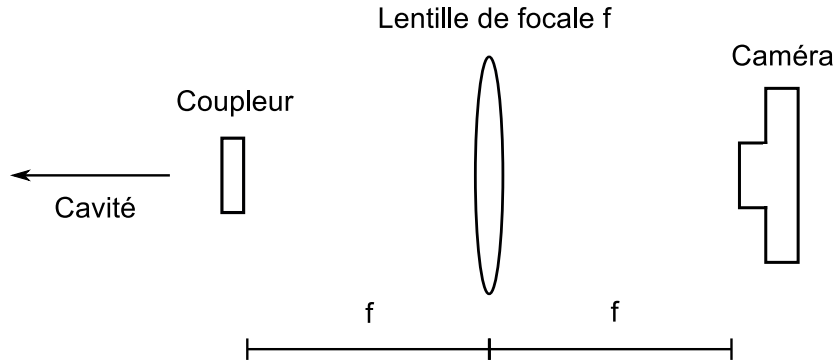


FIGURE 4.5: Montage pour mesurer la distribution en champ lointain.

à presque un mètre de l'axicon, et comme nous en avons déjà fait la remarque, lors de la caractérisation de l'axicon (chapitre 1), le faisceau réfléchi sur celui-ci n'est plus conforme à un faisceau Bessel à cette distance.

Il est, à la vue de nos mesures de distribution en champ proche, difficile de discuter de la nature non-diffractante du faisceau que nous avons obtenu avec notre laser. Premièrement, il est vrai que le lobe central grandit en s'éloignant du coupleur ; mais cela ne semble pas causé par l'effet de la diffraction, mais plutôt dû au fait que le lobe central est encore en reconstruction. Deuxièmement, la forme imparfaite de notre axicon a tendance, elle aussi, à faire grandir le lobe central du faisceau Bessel issu de sa réflexion, mais encore là, cet effet ne peut être attribué à la diffraction. Il faudrait aussi ajouter une autre cause à l'élargissement du lobe central, c'est-à-dire le fait qu'avec notre laser, nous obtenons plutôt un faisceau Bessel-Gauss. Dans ce cas, la partie gaussienne contribue à faire diffracter le faisceau, mais dans notre situation, il reste difficile d'évaluer cette contribution.

4.2 Distributions en champ lointain

L'analyse du profil d'intensité en champ lointain devrait nous permettre de vérifier si notre cavité produit bien un faisceau Bessel monomode.

La figure 4.5 illustre la méthode que nous avons utilisée pour mesurer la distribution en champ lointain. La méthode consiste simplement à faire une transformée de Fourier optique. Puisque nous avons à prendre une mesure proche de la zone focale, l'intensité laser est plus élevée à cet endroit. Il faut donc faire un effort pour mieux protéger la caméra. Pour ce faire, nous avons augmenté l'atténuation et aussi réduit la puissance de la source au minimum.

Lors de la réalisation de cette mesure, nous avons constaté qu'il fallait augmenter la distance entre le coupleur et la lentille externe ainsi qu'entre cette lentille et la caméra pour faire une mesure du champ lointain convenable. Nous avons constaté que l'anneau en champ lointain était plus mince et plus intense en procédant de cette manière. Comme les lentilles utilisées

étaient conçues pour une utilisation à la longueur d'onde de la cavité (avec aussi des anti-reflets adéquats pour $\lambda = 1064 \text{ nm}$), cet effet n'est pas dû à la dispersion. On peut penser que le faisceau diverge, donc la transformée de Fourier optique (prise normalement) ne sera pas celle d'un faisceau collimaté. L'effet divergent du faisceau est très probablement dû au profil imparfait de l'axicon. Dans le cas de la distribution en champ lointain obtenue à la figure 4.6, la focale de la lentille utilisée était de 300 mm , mais pour obtenir cette distribution, il a plutôt fallu placer les composantes à environ 350 mm .

La figure 4.6 présente la distribution en champ lointain du faisceau issu de la cavité ainsi que son profil selon un axe diagonal. On peut voir l'anneau plus intense, d'un rayon d'environ $400 \mu\text{m}$, typique du champ lointain d'un faisceau Bessel, lequel correspond bien à celui que devrait produire l'axicon utilisé. En effet, si on se fie à la figure 1.1 à une distance de 50 cm , ce qui correspond au cinquième point sur la courbe, l'axicon réflecteur se comporte comme s'il avait un angle de $0,6 \text{ mrad}$. Nous remarquons, aussi, des artefacts au centre et autour de l'anneau plus intense. Ces artefacts semblent correspondre à ce que nos simulations prévoyaient pour la distribution en champ lointain (voir la figure 2.7).

Toujours sur la figure 4.6, nous pouvons remarquer qu'il y a un peu de perte de lumière en haut à gauche ainsi qu'en bas à droite, ce qui laisse penser que le faisceau touche un peu le bord d'une des ouvertures du bloc laser, ce qui est malheureusement difficile à corriger.

Dans le but de vérifier l'effet divergent de l'axicon, nous avons mesuré la distribution en champ lointain avec une seconde lentille de focale égale à 400 mm . Cette fois, nous obtenions une plus belle distribution lorsque nos composantes étaient placées à environ 500 mm l'une de l'autre pour la transformée de Fourier optique. Notons qu'il n'est pas nécessairement aisé de déterminer avec précision la focale effective en cherchant à obtenir la distribution en champ lointain. La figure 4.7 nous présente la distribution obtenue avec cette nouvelle lentille. Nous pouvons voir que cette distribution semble identique à celle obtenue précédemment, à part le fait qu'elle soit agrandie. Le rayon de l'anneau intense est d'environ $540 \mu\text{m}$, ce qui correspond à peu de chose près au facteur de grossissement attendu (en considérant une focale effective de 500 mm).

Dans le but de mieux observer la contribution des lobes secondaires, car les images colorées ne donnent pas toujours un reflet fidèle de la réalité, nous avons calculé l'énergie encerclée pour la distribution en champ lointain obtenue expérimentalement.

La figure 4.8 présente l'énergie encerclée normalisée pour la distribution en champ lointain obtenue avec une lentille de focale de 400 mm . Nous avons obtenu ce graphique en sommant les comptes des pixels sur la figure 4.7 pour des cercles de plus en plus grands centrés au milieu des anneaux. En d'autres mots, nous avons intégré numériquement la distribution du champ lointain pour obtenir l'énergie. Pour finir, nous avons normalisé l'énergie.

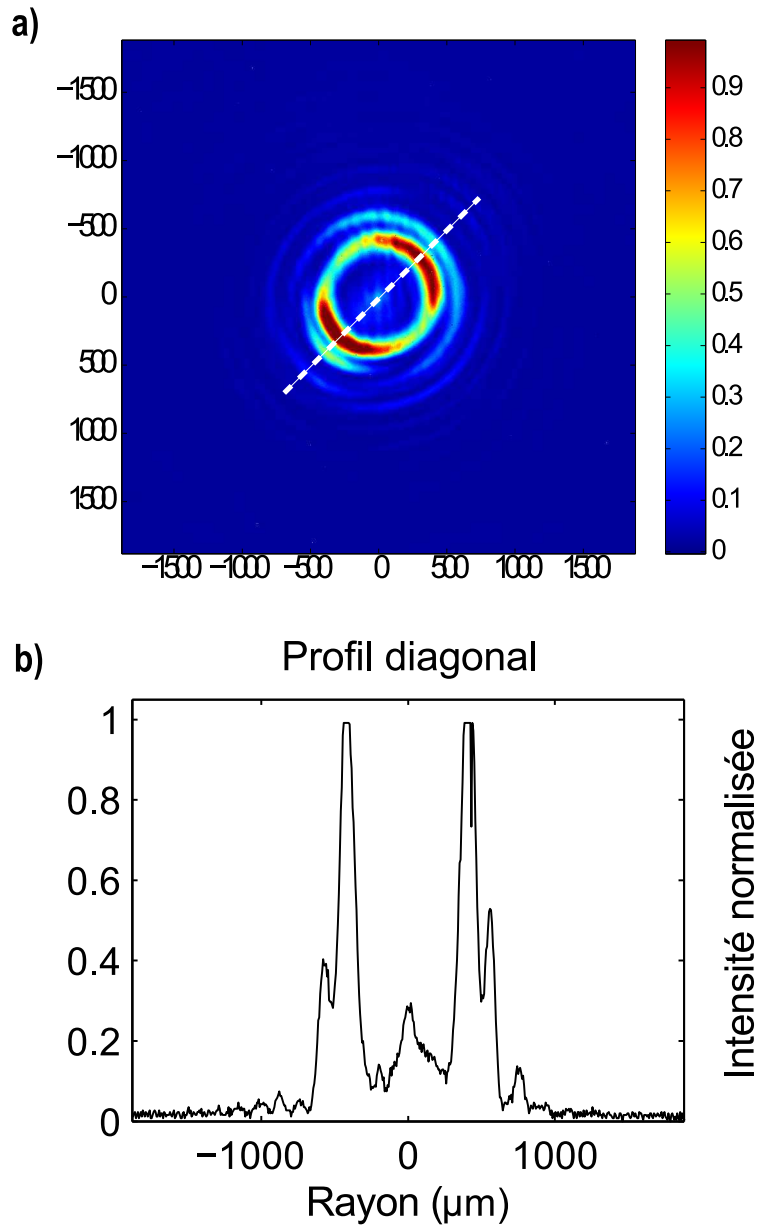


FIGURE 4.6: a) La distribution en champ lointain en utilisant une lentille de focale de 300 mm et b) Le profil du champ lointain. Les pointillés sur la distribution en champ lointain nous indiquent la ligne choisie pour faire le profil.

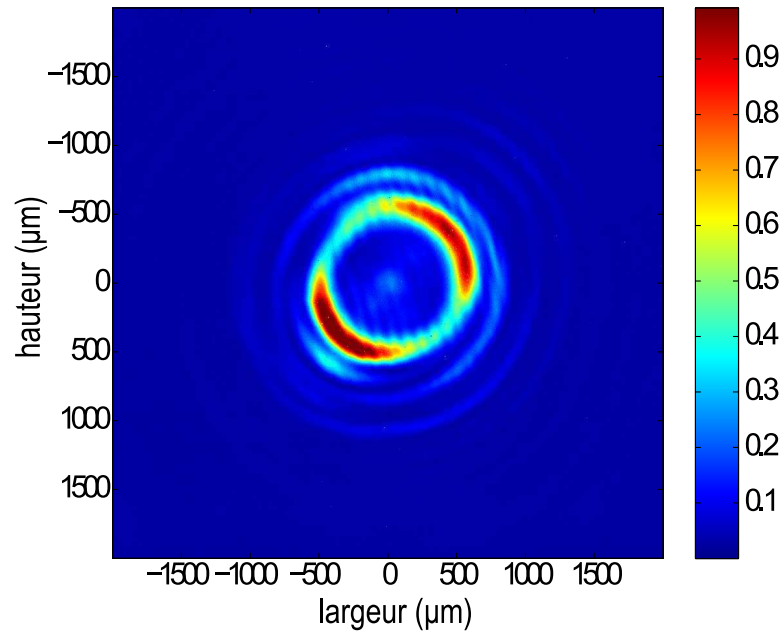


FIGURE 4.7: La distribution en champ lointain obtenue en utilisant une lentille de 400 mm de focale.

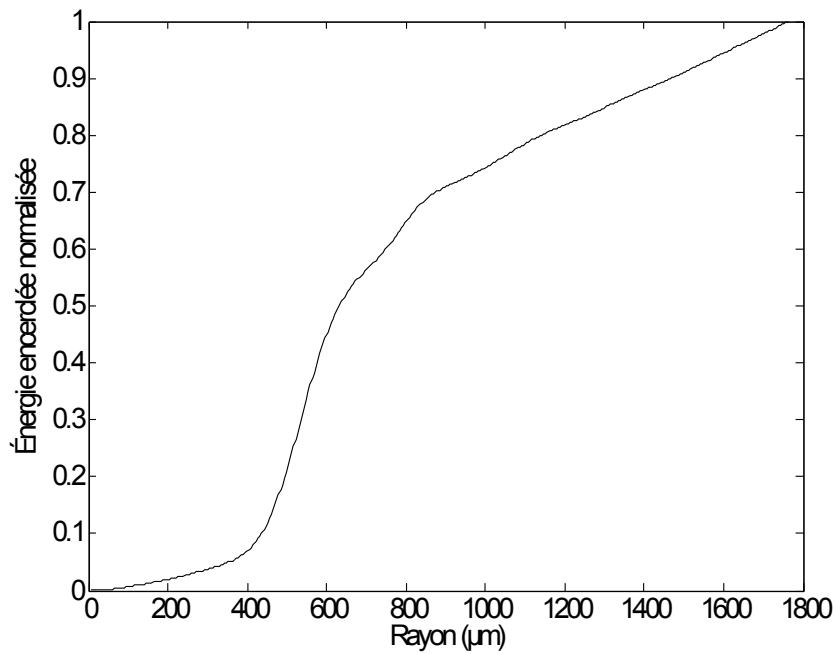


FIGURE 4.8: Énergie encadrée pour la distribution du champ lointain.

Notez que sur la figure 4.8, les plateaux, au début et à la fin de la courbe, sont issus du bruit. On peut remarquer que le maximum central n'a pas de contribution perceptible à l'énergie. Au centre de la courbe, on peut comparer la contribution en énergie de l'anneau principal, la première bosse, à celles des anneaux secondaires, les trois renflements subséquents. Nous remarquons la ressemblance frappante avec la figure 2.8, ce qui semble confirmer nos prédictions. En faisant abstraction du bruit, on se rend compte que la grande majorité de l'énergie de la distribution en champ lointain (environ 3/4 de l'énergie totale) est contenue dans l'anneau principal, ce qui semble bien montrer la tendance de notre cavité à la sur-sélection du mode fondamental. Comme nous en avons fait la constatation dans le chapitre sur les simulations, il semble qu'un coupleur plus petit que le lobe central du mode dominant réduit la contribution relative des anneaux secondaires dans le champ lointain.

4.3 Distributions à l'intérieur de la cavité

La mesure du profil d'intensité à l'intérieur de la cavité est primordiale, car elle nous permet de vérifier si la cavité produit bien un faisceau de type Bessel.

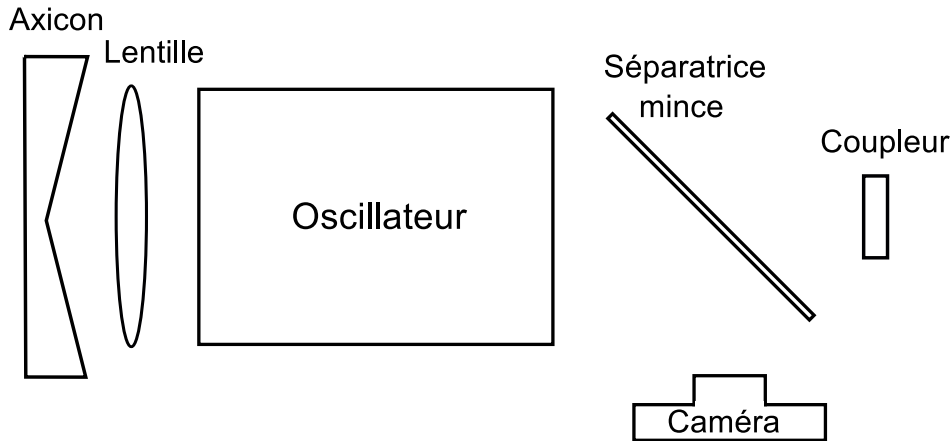


FIGURE 4.9: Montage pour mesurer la distribution à l'intérieur de la cavité.

La mesure de la distribution intra-cavité a posé quelques difficultés techniques. Le problème provient du fait qu'il est difficile de prendre cette photo sans modifier l'alignement de la cavité. L'utilisation d'une fenêtre dédoublait l'image tandis que l'utilisation d'un coin rendait l'alignement périlleux (voire presque impossible). Une fenêtre avec un anti-reflet sur l'une des faces aurait probablement pu être adéquate, même si, encore une fois, il aurait fallu réaligner notre cavité. Notons que dans ce dernier cas, il est facile de placer la fenêtre convenablement et ainsi savoir dans quelle direction le faisceau est déplacé.

La figure 4.9 présente le montage que nous avons utilisé pour mesurer la distribution à l'intérieur de la cavité. Nous avons finalement utilisé une séparatrice mince, ce qui a grandement simplifié notre travail d'alignement. De plus, dans ce cas, l'image fantôme, produite par

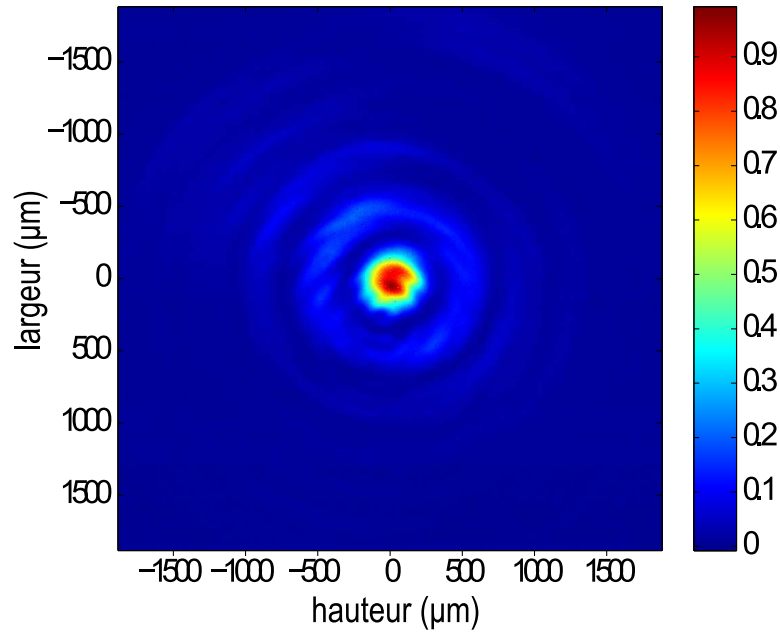


FIGURE 4.10: **Image de la distribution transverse du faisceau à l'intérieur de la cavité.**

la réflexion de la deuxième face, n'est qu'à environ $5 \mu m$, comme l'indique les spécifications de la séparatrice ; cette distance est négligeable en pratique.

La figure 4.10 présente la distribution transverse de l'intensité à l'intérieur de la cavité. Nous pouvons voir, en haut à droite, et aussi en bas à gauche, que le troisième anneau est quelque peu atténué. Les anneaux extérieurs du faisceau ont probablement touché les bords de l'ouverture du bloc de l'oscillateur, comme mentionné précédemment. Remarquons que l'atténuation se fait sur une diagonale différente que dans le cas des distributions en champ lointain, ce qui s'explique par un effet de miroir induit par la séparatrice lors de la mesure de la distribution à l'intérieur de la cavité. Nous pouvons aussi remarquer qu'une poussière sur le détecteur, en bas à gauche du centre, a tendance à dégrader un peu le premier anneau du Bessel. En faisant abstraction de ces petits défauts, la distribution obtenue s'apparente bien à un faisceau de type Bessel.

La figure 4.11 présente des profils de distribution intra-cavité selon l'axe vertical, horizontal, et diagonales. Le profil selon la diagonale 1 (à -45 degrés de la verticale) correspond à celui qui part d'en haut à gauche (sur la figure 4.10) et va en bas à droite. Sur le profil selon la diagonale 2 (à 45 degrés de la verticale), nous pouvons voir, comme nous l'avons observé plus tôt, que l'intensité des anneaux est un peu réduite.

En observant l'ensemble des profils (un peu moins sur celui de la diagonale 2), nous remarquons que l'intensité relative des deux premiers anneaux par rapport au lobe central correspond bien à celle qu'on trouverait sur un Bessel J_0 en intensité, les courbes en bleu. Dans les faits,

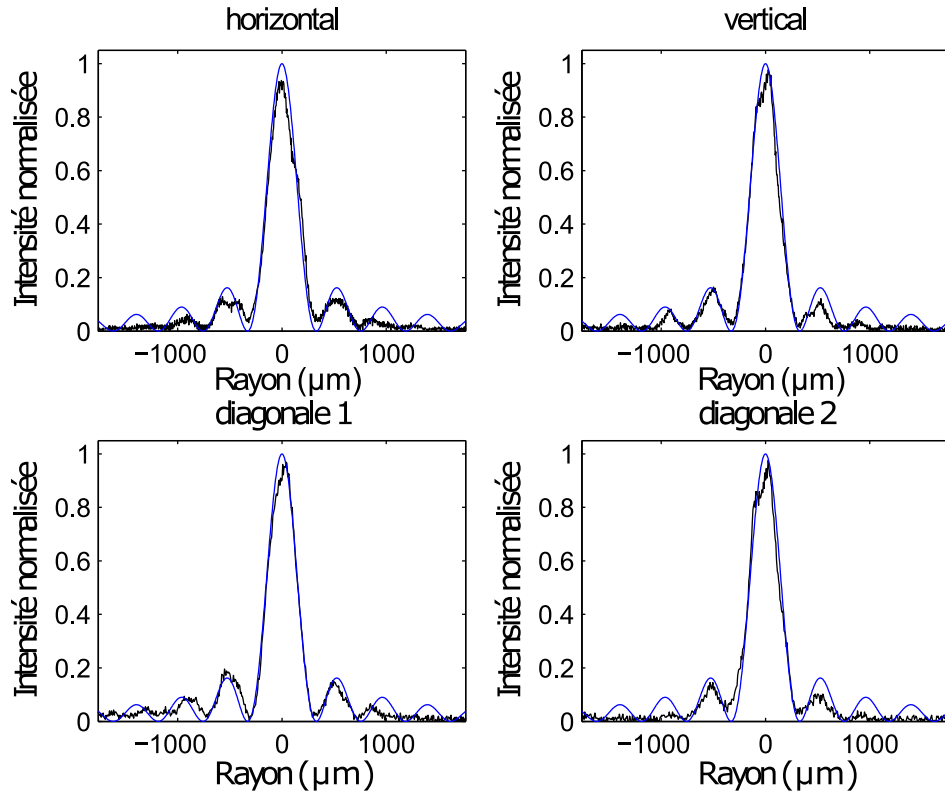


FIGURE 4.11: **Profils de distribution du faisceau à l'intérieur de la cavité selon différents axes.** On peut comparer les profils, en noir, à une fonction Bessel J_0^2 , en bleu.

l'intensité relative du premier anneau d'un Bessel J_0 par rapport à l'intensité au centre I_0 est approximativement égale à $0,16I_0$ (pour le deuxième anneau c'est environ $0,09I_0$). Nous remarquons que les anneaux extérieurs sur les profils sont un peu plus rapprochés du centre que dans le cas du faisceau Bessel. Lors de la caractérisation de l'axicon, nous avons remarqué ce phénomène, qui semble être causé par le profil imparfait de l'axicon.

Dans le but de mettre en évidence les anneaux plus éloignés, nous avons pris le logarithme de l'intensité des profils. La figure 4.12 présente ces nouveaux profils obtenus.

Comme prévu, l'utilisation du logarithme permet de faire ressortir le deuxième anneau, mais ne permet pas de mettre en évidence les anneaux plus éloignés qui sont perdus dans le bruit. Nous pouvons remarquer que le maximum sur la figure 4.12 est égal à 0, ce qui s'explique par le fait qu'on a pris directement le logarithme des profils normalisés de la figure 4.11. Il est alors normal que l'ensemble des logarithmes des profils soit plus petits que zéro, mais il faut garder en tête que nous sommes plutôt intéressés ici par la valeur en abscisse. On remarque encore que les anneaux extérieurs des profils ont tendance à décaler par rapport aux anneaux correspondants du faisceau Bessel.

La figure 4.12 semble montrer que le lobe central du Bessel est plus large que celui prévu

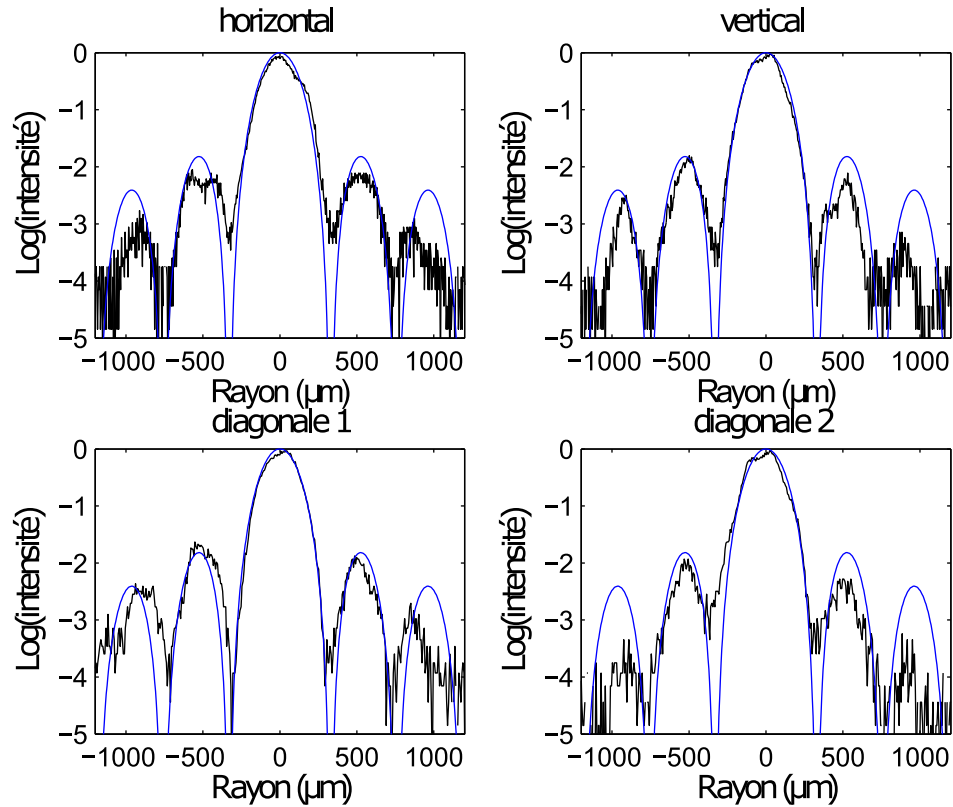


FIGURE 4.12: **Logarithme des profils de la distribution à l'intérieur de la cavité selon différents axes.** On peut comparer le logarithme des profils, en noir, au logarithme d'une fonction Bessel J_0^2 , en bleu.

par les simulations, soit environ $300 \mu m$ de rayon en comparaison à $190 \mu m$ de rayon. Une observation que nous avons aussi faite en examinant les distributions en champ proche.

Le calcul de l'énergie encerclée, pour la distribution intra-cavité permet de vérifier si l'énergie contenue dans chaque anneau s'apparente bien à celle des faisceaux de type Bessel. De plus, nous pourrions aussi vérifier que les anneaux sont bien régulièrement espacés.

La figure 4.13 présente l'énergie encerclée normalisée obtenu pour la distribution à l'intérieur de la cavité. Nous avons obtenu ce graphique en sommant les comptes des pixels sur la figure 4.10 pour des cercles de plus en plus grands centrés sur le maximum au centre du faisceau Bessel. On peut voir que les plateaux correspondent aux zones proches des minimums du faisceau Bessel. Nous remarquons aussi que ces zones sont, approximativement, régulièrement espacées. Lorsque nous regardons l'énergie contenue dans chaque lobe, nous remarquons que c'est dans le premier anneau (le deuxième lobe) qu'il y a en le plus, ce qui est caractéristique des faisceaux Bessel et Bessel-Gauss. Nous remarquons qu'après le premier anneau, les énergies des anneaux suivants sont réduites. On peut apercevoir distinctement quatre anneaux, le dernier n'étant qu'un faible renflement sur la courbe de l'énergie encerclée. Ensuite, la courbe

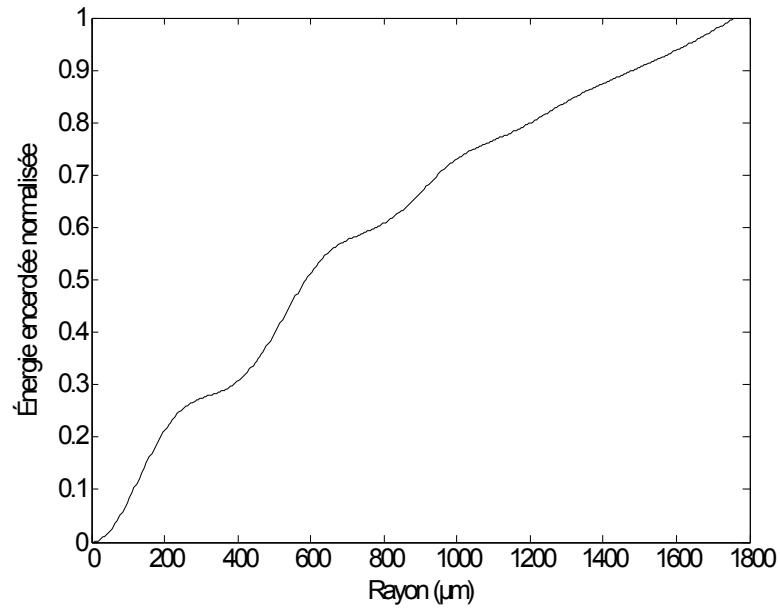


FIGURE 4.13: L'énergie encerclée pour la distribution à l'intérieur de la cavité.

est pratiquement linéaire, car les oscillations du Bessel sont trop faibles comparé au bruit.

Chapitre 5

Conclusion

Après avoir présenté les résultats de nos simulations (chapitre 2) et les mesures faites sur le résonateur Bessel (chapitre 4), nous sommes en mesure de présenter nos conclusions à propos de ce projet de maîtrise.

5.1 Faisceau non-diffractant ?

Comme nous l'avons évoqué à la fin de la section 4.1, il est assez difficile de discuter de la nature non-diffractante du faisceau obtenu avec le résonateur. Dans un premier temps, les distributions en champ proche semblent montrer que le lobe central du faisceau Bessel grandit en se propageant mais, comme nous l'avons remarqué, ce phénomène semble normal puisque le faisceau est encore en train de se reconstituer après la zone d'ombre faite par le coupleur. En raison du faible angle moyen de l'axicon utilisé, cette zone d'ombre dépasse largement la région où nous avons pu observer le faisceau. Deuxièmement, comme la caractérisation de l'axicon l'a indiqué, la forme imparfaite de celui-ci a tendance à élargir le lobe central du faisceau. Mais cet effet est principalement géométrique.

Il semble que certaines causes tendent à augmenter la diffraction du faisceau, comme par exemple, le fait que la cavité produise un faisceau quasi-Bessel (plutôt qu'un faisceau Bessel comme nous l'avions prévu), qui même si on ne peut en être certain, a sûrement un peu tendance à diffracter, quoique dans une moins grande mesure qu'un faisceau gaussien.

Une étude plus approfondie de la caractérisation de l'axicon nous permet aussi de remarquer que le faisceau Bessel obtenu avec notre résonateur semble d'une moins belle qualité, du point de vue de la propagation, que celui issu de la simple réflexion. Lorsque nous avons caractérisé l'axicon, nous étions encore capables d'obtenir un faisceau Bessel sur une distance d'un mètre après l'axicon, tandis que les mesures en champ proche sur notre cavité n'ont pas dépassé 40 cm au-delà du miroir coupleur, soit à moins d'un mètre du plan de l'axicon. Ce phénomène semble être dû au fait que le coupleur que nous avons utilisé est plus petit que le lobe central

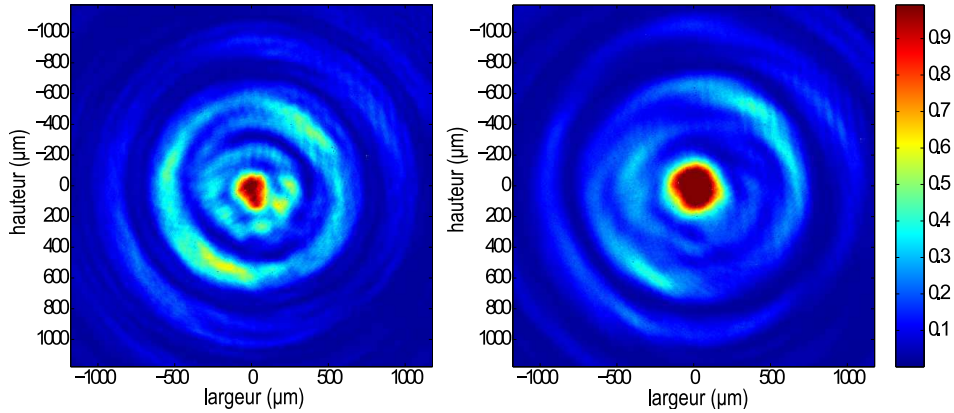


FIGURE 5.1: **Retour sur la distribution en champ proche.** À gauche, la distribution mesurée à 8 cm du coupleur et à droite, celle mesurée à 20 cm. Ces distributions sont identiques à celles présentées à la section 4.1, mais elles ont été agrandies pour mettre en évidence les problèmes causés par le halo autour du lobe central sur la qualité du faisceau lors de sa propagation.

du faisceau Bessel obtenu à l'intérieur de la cavité.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.1, le halo autour du lobe central, la partie non réfléchi du lobe central intra-cavité, semble avoir un effet marqué sur le faisceau transmis par le coupleur. En effet, on remarque une dégradation sur la distribution de droite du premier anneau, qui perd de l'intensité. On peut voir que le halo s'est élargi, mais que les anneaux sont restés approximativement au même endroit. On peut penser que l'utilisation d'un coupleur mieux ajusté avec la taille du lobe central du mode transverse dominant intra-cavité aurait tendance à réduire la diffraction du faisceau issu du résonateur, et ainsi nous permettrait d'obtenir un faisceau encore moins diffractant.

Il existe plusieurs contributions à la diffraction mais il reste difficile de les évaluer quantitativement. Nous avons tout de même tenté de comparer les performances d'un faisceau gaussien à celles du faisceau Bessel obtenu. Pour un faisceau gaussien qui aurait la même taille que le lobe central du faisceau Bessel intra-cavité, nous avons calculé une distance de Rayleigh d'environ 20 cm. Lorsque que nous comparons la distribution dans la cavité avec les distributions en champ proche, on voit que le lobe central de la distribution en champ proche à 20 cm du coupleur a la même taille que celle de la distribution à l'intérieur de la cavité. On peut en conclure que les performances du faisceau que nous avons obtenu sont meilleures, du point de vue de la diffraction, que celles d'un faisceau gaussien équivalent.

5.2 Profil transverse monomode

Lors d'une première approche, nous avons considéré que les anneaux secondaires ainsi que les artéfacts d'intensité au centre, sur nos distributions en champ lointain (voir les figures 4.6 et

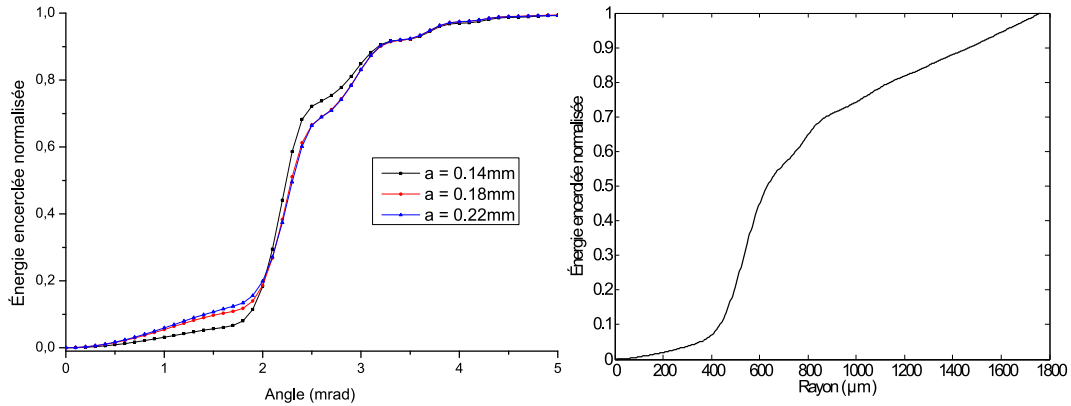


FIGURE 5.2: **Comparaison entre l'énergie encerclée du champ lointain mesurée et celle simulée.** À gauche, nous avons l'énergie encerclée du champ lointain obtenue grâce aux simulations et à droite, celle mesurée à partir de la distribution du champ lointain.

4.7), comme des preuves que notre résonateur ne sélectionnait pas parfaitement un seul mode transverse et que nous étions en présence d'une cavité légèrement multimode. Nos simulations nous ont cependant révélé (voir la figure 2.7) que le mode dominant sélectionné par la cavité n'était pas un faisceau Bessel d'ordre zéro tel que nous l'avions prévu, car il n'y aurait en champ lointain qu'un seul anneau mince, ce qui n'est pas le cas dans nos simulations.

Lorsqu'on fait le parallèle entre les simulations et les distributions obtenues en champ lointain, on ne peut que constater la grande ressemblance entre les deux, ce qui est rassurant. C'est d'ailleurs le calcul de l'énergie encerclée qui met le plus en évidence cette ressemblance, comme en témoigne la figure 5.2. En faisant abstraction du bruit dans le calcul de l'énergie encerclée avec la distribution en champ lointain, on obtiendrait une courbe quasi-identique, au cas de sur-sélection de mode, cas où le coupleur est plus petit que le lobe central du Bessel intra-cavité, ce qui est exactement le cas de notre cavité.

Nous concluons, suite aux observations faites précédemment, que le résonateur produit bien un faisceau monomode, mais qu'il s'avère être un faisceau quasi-Bessel et non un faisceau Bessel.

5.3 Les améliorations possibles

La première des améliorations proposées est l'utilisation d'un coupleur mieux adapté à la grandeur du mode dominant dans notre résonateur. Nous avons calculé un mode dominant avec un lobe central plus petit que celui que nous avons mesuré dans la cavité, et donc, nous avons fait un coupleur trop petit. La raison est encore un peu obscure, mais on pense que le programme de simulation n'a pas tenu compte de l'effet divergent de l'axicon. Une autre cause possible serait le fait qu'à l'intérieure du laser l'axicon n'était pas collé à la lentille comme nous l'avions approximé lors des simulations. Comme discuté à la section 4.1, ce coupleur trop

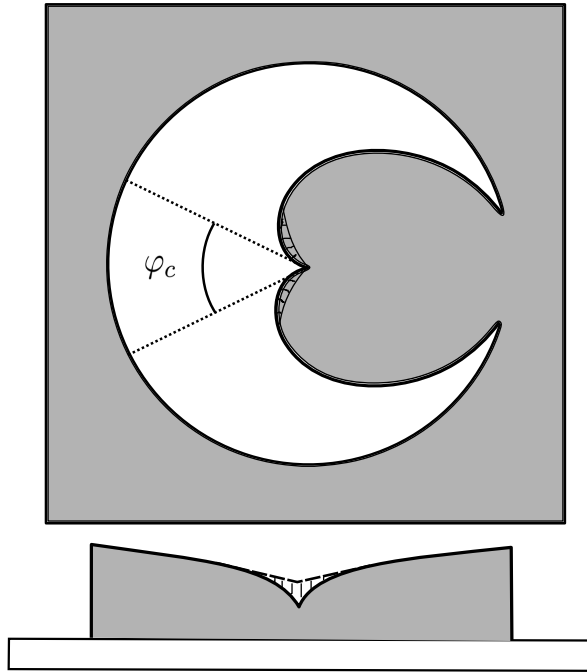


FIGURE 5.3: **Correction de l'ouverture centrale sur le masque pour l'amélioration du profil de l'axicon.** On peut voir, au haut de la figure, le masque utilisé pour obtenir des axicons et au bas un axicon avec une dépression au centre. En faisant une correction de l'ouverture angulaire au centre φ_c sur le masque, on pourrait rectifier le profil de l'axicon. En enlevant la partie hachurée au centre du masque, on augmente l'épaisseur du dépôt métallique au milieu (partie hachurée au centre de l'axicon).

petit contribue à dégrader la qualité du faisceau obtenu.

Une autre manière de corriger le problème serait de compenser l'effet divergent de l'axicon pour retrouver ainsi la condition d'imagerie à l'intérieur de notre résonateur, soit en remplaçant la lentille dans la cavité par une lentille ayant une focale moins longue ; cependant c'est une solution coûteuse, ou en allongeant la longueur de cavité, mais nous serions alors limités par la qualité de l'axicon, car plus on s'éloigne de l'axicon, plus le faisceau se détériore. On remarquera qu'en compensant l'effet divergent de l'axicon, on réduit la taille du faisceau dans le résonateur pour l'ajuster à celle du coupleur. Une solution hybride s'avérerait probablement la mieux, c'est-à-dire utiliser une lentille de focale plus petite que celle idéale combinée à une réduction de la longueur de cavité. De cette manière, nous obtiendrions un double bénéfice, premièrement en réduisant la longueur de cavité on augmentera, quoique légèrement, la zone où le faisceau Bessel est encore de bonne qualité, connaissant les limites de notre axicon et, deuxièmement, nous aurons un coupleur de taille adaptée à celle du faisceau Bessel intra-cavité, ce qui nous le savons maintenant, améliorera la propagation du faisceau à l'extérieur de la cavité.

On constatera que l'augmentation de la qualité du faisceau Bessel, ou quasi-Bessel, sortant du résonateur passe par l'utilisation d'un axicon de meilleure qualité. Le résonateur produira

un faisceau d'une aussi belle qualité que le permettra l'axicon. Quoique l'axicon que nous avons fabriqué se compare avantageusement à ceux que l'on peut se procurer sur le marché, il semble qu'il faille faire encore mieux. À cet effet, nous avons noté que certains ajustements dans la méthode de déposition pourraient permettre une amélioration de la qualité des axicons. Par exemple, comme le présente la figure 5.3, l'idée d'augmenter l'ouverture angulaire au centre du masque pour combler le trou au centre des axicons semble prometteuse.

5.4 Les perspectives

La recherche sur les faisceaux non-diffractants est encore bien actuelle en optique, et des avancées dans ce domaine apparaissent à chaque année, cependant il reste encore des grandes améliorations à apporter aux méthodes de production des axicons. Comme nous avons pu le réaliser lors de notre travail de conception, il est difficile de se procurer des axicons de bonne qualité. On peut remarquer, même si c'est un sujet très peu abordé par les auteurs, que la réussite des projets de résonateur Bessel est dépendante de la qualité des axicons. C'est probablement pour cette raison que les projets de résonateur Bessel récents utilisent très rarement des axicons pour obtenir des faisceaux non-diffractants, car il semble difficile de se procurer des axicons qui permettent d'obtenir des faisceaux Bessel avec une zone non-diffractante aussi longue qu'elle le devrait.

Considérant ces faits, quoiqu'il ne soit pas évident de le concevoir, on pourrait se demander s'il ne serait pas mieux, nous aussi, de faire un résonateur sans axicon. On sait que notre schéma de cavité semble avoir plusieurs avantages par rapport aux autres projets du même type: moins de pertes, et la possibilité d'avoir une zone Bessel, hors cavité, plus longue. D'une manière ou d'une autre, notre projet de résonateur garde un intérêt, par sa forme avant-gardiste, qu'on ait un axicon ou non. Nous pourrions toutefois considérer une simplification au montage, soit l'idée de combiner l'effet de l'axicon et de la lentille en une seule composante optique. Un miroir focalisant de courbure approprié pourrait être utilisé comme substrat pour le dépôt de l'axicon. Cette idée permettrait de simplifier grandement l'alignement de la cavité, mais elle risque aussi de poser certaines difficultés comme par exemple pour la caractérisation de cette nouvelle composante optique.

D'un autre côté, notre équipe se spécialise déjà dans la conception d'axicons réflecteurs et nous avons vu que notre technique peut encore être optimisée. Considérant les besoins grandissants pour l'obtention de pièces optiques de grande qualité, on peut se demander si l'aspect le plus intéressant de notre projet ne résiderait pas dans la mise au point, l'optimisation et la conception d'axicons réflecteurs de faible angle. Dans ce sens, nos techniques mises au point pour l'obtention de meilleurs axicons profiteraient à une plus grande diversité de projets portant sur les faisceaux non-diffractants.

Annexe A

Équation de l'aller-retour dans le résonateur

Voici l'équation de l'aller-retour dans le résonateur étudié dans ce mémoire [11, 27]:

$$\tilde{\gamma}_{pl}\tilde{E}(r) = \int_0^{\infty} \tilde{K}_l(r, r_0)\tilde{E}(r_0)r_0dr_0, \quad (\text{A.1})$$

$$\begin{aligned} \tilde{K}_l(r, r_0) &= \left(\frac{j^{l+1}2\pi}{\lambda L}\right)^2 \exp\left[\frac{-j\pi}{\lambda L}(r^2 + r_0^2)\right] \rho(r_0) \\ &\times \int_0^b \exp\left[\frac{-j2\pi r'^2}{\lambda}\left(\frac{1}{L} - \frac{1}{f}\right)\right] \exp\left[\frac{j2\pi\phi r'}{\lambda}\right] J_l\left(\frac{2\pi r r'}{\lambda L}\right) J_l\left(\frac{2\pi r_0 r'}{\lambda L}\right) r' dr', \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

où p est l'indice radial ($p = 0, 1, 2, \dots$), l est l'indice azimutal, b est le rayon de l'axicon et $\rho(r)$ est le coefficient de réflexion en amplitude du miroir coupleur.

Bibliographie

- [1] J. Durnin. Exact solutions for nondiffracting beams. i. the scalar theory. *J. Opt. Soc. Am. A*, 4(4):651–654, Apr 1987.
- [2] J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1499–1501, Apr 1987.
- [3] Alexandre April. Faisceaux Bessel et Bessel-Gauss. *Document interne, Université Laval*, 2007.
- [4] J. H. McLeod. The Axicon: A new type of optical element. *J. Opt. Soc. Am.*, 44(8):592–592, 1954.
- [5] G. Roy and R. Tremblay. Influence of the divergence of a laser beam on the axial intensity distribution of an axicon. *Opt. Commun.*, 34:1–3, 1980.
- [6] G. S. Sokolovskii, M. Butkus, S. N. Losev, V. V. Dudelev, A. G. Deryagin, V. I. Kuchinskii, W. Sibbett, and E. U. Rafailov. Non-diffracting beams from surface-emitting lasers. *Proc. SPIE*, 8242:82420T–82420T–7, 2012.
- [7] G. S. Sokolovskii, V. V. Dyudelev, S. N. Losev, M. Butkus, K. K. Soboleva, A. I. Sobolev, A. G. Deryagin, V. I. Kuchinskii, W. Sibbett, and E. U. Rafailov. Influence of the axicon characteristics and beam propagation parameter M^2 on the formation of Bessel beams from semiconductor lasers. *IEEEJ. Quantum Electronics*, 43(5):423, 2013.
- [8] Jun Ki Kim, Jongki Kim, Yongmin Jung, Woosung Ha, Yoon Seop Jeong, Sejin Lee, Andreas Tünnermann, and K. Oh. Compact all-fiber Bessel beam generator based on hollow optical fiber combined with a hybrid polymer fiber lens. *Opt. Lett.*, 34(19):2973–2975, Oct 2009.
- [9] David Jeannette. Contribution à l’étude des résonateurs à l’état solide munis de miroirs coniques et holographiques. *PhD thesis, Université Laval*, 2009.
- [10] A. G. Fox and T. Li. Resonant modes in a maser interferometer. *Bell Sys. Tech. J.*, 40:453–488, 1961.
- [11] Anthony E Siegman. Lasers. *Mill Valley, University Science Books*, 1986.

- [12] F. Gori, G. Guattari, and C. Padovani. Bessel-Gauss beams. *Opt. Commun.*, 64:491–495, 1987.
- [13] M. Rioux, P. A. Bélanger, and M. Cormier. High-order circular-mode selection in a conical resonator. *Appl. Opt.*, 16(7):1791–1792, Jul 1977.
- [14] K. Uehara and H. Kikuchi. Generation of nearly diffraction-free laser beams. *Applied Physics B*, 48(2):125–129, 1989.
- [15] A. Onae, T. Kurosawa, Y. Miki, and E. Sakuma. Nearly diffraction-free CO_2 laser beam. *Journal of Applied Physics*, 72(10):4529–4532, 1992.
- [16] Anatol N. Khilo, Eugeny G. Katranji, and Anatol A. Ryzhevich. Axicon-based bessel resonator: analytical description and experiment. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18(8):1986–1992, Aug 2001.
- [17] A. Hakola, S.C. Buchter, T. Kajava, H. Elfström, J. Simonen, P. Pääkkönen, and J. Turunen. Bessel–Gauss output beam from a diode-pumped Nd:YAG laser. *Optics Communications*, 238(4–6):335 – 340, 2004.
- [18] Martha B. Alvarez-Elizondo, Rodolfo Rodriguez-Masegosa, and Julio C. Gutiérrez-Vega. Generation of Mathieu-Gauss modes with an axicon-based laser resonator. *Opt. Express*, 16(23):18770–18775, Nov 2008.
- [19] Manasadevi P Thirugnanasambandam, Yuri Senatsky, and Ken ichi Ueda. High-order mode selection in Yb:YAG ceramic laser. In *Proceedings of the International Quantum Electronics Conference and Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim 2011*, page C471. Optical Society of America, 2011.
- [20] Fengtie Wu, Yunbin Chen, and Dongdong Guo. Nanosecond pulsed Bessel-Gauss beam generated directly from a Nd:YAG axicon-based resonator. *Appl. Opt.*, 46(22):4943–4947, Aug 2007.
- [21] Baotian Ma, Fengtie Wu, Wenhe Lu, and Jixiong Pu. Nanosecond zero-order pulsed Bessel beam generated from unstable resonator based on an axicon. *Optics and Laser Technology*, 42(6):941–944, 2010.
- [22] Igor A. Litvin, Nikolai A. Khilo, Andrew Forbes, and Vladimir N. Belyi. Intra-cavity generation of Bessel-like beams with longitudinally dependent cone angles. *Opt. Express*, 18(5):4701–4708, Mar 2010.
- [23] P. G. Gobbi, S. Morosi, G. Reali, and A. S. Zarkasi. Novel unstable resonator configuration with self-filtering aperture: experimental characterisation of the Nd:YAG loaded cavity. *Appl. Opt.*, 24(1):26–33, 1985.
- [24] J.-F. Fortin, Guy Rousseau, Nathalie McCarthy, and Michel Piché. Generation of quasi-Bessel beams and femtosecond optical x-waves with conical mirrors. *Proc. SPIE*, 4833:876–884, 2003.

- [25] David Kupka, Philip Schlup, and Randy A. Bartels. Self-referenced interferometry for the characterization of axicon lens quality. *Appl. Opt.*, 47(9):1200–1205, Mar 2008.
- [26] A. E. Siegman and H. Y. Miller. Unstable optical resonator loss calculations using the Pronymethod. *Appl. Opt.*, 9(12):2729–2736, Dec 1970.
- [27] Michel Piché. Notes de Bases de l’optique, partie II, devoir no 2, exercice no 1, H-98 (intégrale de Fresnel-Kirchhoff en coordonnées cylindriques). *Document interne, Université Laval*, 1998.