

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

جامعة فرحات عباس - سطيف 1
UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS - SÉTIF 1
UFAS (ALGERIE)

THESE

Présentée à l'Institut d'Optique et Mécanique de Précision

Pour l'obtention du diplôme de

Doctorat En Sciences

École doctorale des technologies et des applications spatiales

Option : optique spatiale et mécanique de précision

Par
Mme. Sabah CHERIF

THEME

**MISE EN FORME DES FAISCEAUX LASERS PAR LES ELEMENTS DE
L'OPTIQUE DIFFRACTIVE**

Soutenue le : 30/01/2021

Devant le jury composé de :

Mr. BOUAFIA Mohamed	Pr.	Université Sétif 1	Président
Mme. MEDJAHED Aicha	MCA.	Université Sétif 1	Rapporteur
Mr. ZIANE Omar	Pr.	USTHB Alger	Examineur
Mr. BENSLAMA Malek	Pr.	Université Constantine1	Examineur

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord *ALLAH* le plus grand et le plus puissant pour la santé et la patience qu'il m'a données durant toutes ces longues années d'études et de recherche.

Toute ma reconnaissance à *Mme Aicha MEDJAHED*, ma directrice de thèse, pour le thème de recherche choisi, son suivi et ses conseils et suggestions, les encouragements continus et le soutien qu'elle m'a accordé durant ce travail. Madame, franchement j'ai pris beaucoup de plaisir à travailler avec vous.

Toute ma gratitude au *Dr Ahmed MANALLA*, pour son aide et pour ses précieux conseils.

Je remercie également le président de jury ainsi que tous les membres de jury.

Enfin, je tiens à exprimer ici un remerciement plus personnel à ma famille qui par leurs prières et leurs encouragements, j'ai pu surmonter tous les obstacles.

Je tiens à remercier toute personne qui a participé de près ou de loin à l'exécution de ce modeste travail.

Table des matières

Introduction générale	01
<hr/>	
Chapitre I	03
Ondes et faisceaux lasers	
<hr/>	
I.1. Introduction.....	04
I.2. Ondes lasers	06
I.2.1. Génération des faisceaux laser.....	07
I.2.1.1. Définition d'une cavité	07
I.2.1.2. Stabilité des résonateurs avec miroirs sphériques.....	08
I.2.1.3. Modes propres de la cavité	09
I.2.1.4. Les différents types de cavités	10
I.2.2. Equation de propagation d'un faisceau laser.....	10
I.2.2.1. Modes gaussiens d'ordres supérieurs.....	11
I.2.2.2. Mode fondamental gaussien.....	16
I.2.3. Propriétés des faisceaux gaussiens.....	17
I.2.3.1. Propriétés physiques d'un faisceau gaussien.....	17
I.2.3.2. Propriétés géométriques d'un faisceau gaussien.....	19
I.3. Le facteur de qualité M^2	23
I.4. Conclusion.....	23
<hr/>	
Chapitre II	25
Théorie de diffraction et optique diffractive	
<hr/>	
II.1. Introduction.....	26
II.2. Phénomène de diffraction.....	27
II.2.1. Principe de Huygens.....	27
II.2.2. Théorie de Huygens-Fresnel.....	27
II.2.3. Théorie de diffraction de Kirchhoff.....	28
II.2.4. Théorie de diffraction de Fresnel-Kirchhoff	31

II.2.5. Diffraction de Fresnel et Fraunhofer.....	32
II.2.5.1. Diffraction de Fresnel.....	32
II.2.5.2. Diffraction de Fraunhofer.....	33
II.3. Diffraction par quelques éléments optiques diffractifs.....	34
II.3.1 Optiques réfractives.....	34
II.3.2. Les optiques diffractives.....	36
II.3.2.1. Réseau sinusoïdal.....	37
II.3.2.2. Réseau échelle (blaze).....	38
II.3.2.3. Réseaux à échelon de Michelson.....	40
II.3.3. Application des EODs.....	42
II.4. Conclusion.....	43

Chapitre III

Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs simples	44
---	----

III.1. Introduction.....	45
III.2. Diffraction à travers une ouverture d'amplitude.....	45
III.2.1. Distribution radiale d'intensité à travers un trou d'amplitude.....	45
III.2.2. Distribution axiale d'intensité à travers un trou d'amplitude.....	48
III.3. Diffraction à travers une fente d'amplitude.....	50
III.3.1. Distribution radiale d'intensité à travers une fente d'amplitude.....	50
III.3.2. Distribution axiale d'intensité à travers une fente d'amplitude.....	52
III.4. Diffraction à travers un trou de phase.....	52
III.4.1. Distribution radiale d'intensité à travers un trou de phase.....	53
III.4.2. Distribution axiale d'intensité à travers un trou de phase.....	57
III.5. Diffraction à travers une fente de phase.....	58
III.5.1. Distribution radiale d'intensité à travers une fente de phase.....	58
III.5.2. Distribution axiale d'intensité à travers une fente de phase.....	61
III.6. Validation expérimentale.....	61
III.6.1. Diffraction d'un faisceau gaussien par une fente de phase.....	61
III.6.2. Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou de phase.....	66

III.7. Conclusion.....	69
------------------------	----

CHAPITRE IV

Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes	70
---	----

IV.1. Introduction.....	71
IV.2. Diffraction à travers un réseau circulaire d'amplitude.....	71
IV.3. Diffraction à travers un réseau d'amplitude de N fentes rectilignes.....	73
IV.4. Diffraction à travers un réseau circulaire de phase.....	75
IV.5. Diffraction à travers un réseau créneau.....	77
IV.6. Diffraction à travers un réseau échelon de Michelson.....	80
IV.6.1. Etude de la variation du nombre de fentes.....	80
IV.6.2. Etude de la variation de déphasage.....	83
IV.7. Diffraction d'un faisceau d'ordre supérieur Laguerre-Gauss (LG_{p0}) à travers un échelon circulaire.....	85
IV.7.1. Description de l'échelon circulaire.....	85
IV.7.2. Calcul numérique des faisceaux Laguerre-Gauss LG_{p0} redressés par l'échelon circulaire (EC).....	88
IV.7.3. Le lissage des courbes.....	91
IV.7.4. Calcul de Z_r	93
IV.7.5. Comparaison avec des résultats obtenus en utilisant des EODs de phase binaires.....	94
IV.7.6. Calcul numérique des faisceaux Laguerre-Gauss LG_{p0} redressés par l'échelon circulaire en utilisant des valeurs proches des zéros de Laguerre- Gauss.....	96
IV.7.7. Calcul numérique de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un échelon circulaire avec des valeurs ρ_i confondues avec les zéros de Laguerre- Gauss.....	99
IV.8. Effet du changement de l'angle d'inclinaisons α	101
IV.8.1. Distribution axiale de l'intensité à travers l'échelon circulaire.....	102
IV.8.1.1. Angle d'inclinaison 10°	102

IV.8.1.2. Angle d'inclinaison 20°	103
IV.8.1.3. Angle d'inclinaison 30°	103
IV.8.2. Distribution radiale de l'intensité à travers l'échelon circulaire.....	104
IV.9. Conclusion.....	106

CHAPITRE V

Diffraction des faisceaux aberrés à travers des éléments optiques diffractifs	107
---	-----

V.1. Introduction.....	108
V.2. Les polynômes de Zernike.....	109
V.3. Diffraction d'un faisceau aberré à travers un trou de phase.....	110
V.3.1. Faisceau incident avec une aberration defocus.....	111
V.3.2. Faisceau incident avec une aberration sphérique.....	112
V.4. Diffraction à travers un interféromètre à diffraction de point.....	115
V.4.1. Principe de fonctionnement d'un PS/PDI.....	116
V.4.2. Simulation du phénomène d'interférence.....	117
V.4.2.1. Interférence entre deux faisceaux gaussiens.....	117
V.4.2.2. Interférence entre un faisceau gaussien et un faisceau avec une aberration sphérique.....	119
V.4.2.3. Interférence entre un faisceau gaussien et un faisceau avec une aberration defocus.....	120
V.4.3. Interprétation des résultats obtenus.....	120
V.4.4. Etude de l'effet d'amplitude sur les interférogrammes.....	121
V.5. Conclusion.....	122

Conclusion générale

123

Bibliographie.....	126
--------------------	-----

Table des figures

Figure I.1 : Représentation schématique d'un oscillateur optique.....	07
Figure I.2 : Cavité de type Fabry-Perot formée de deux miroirs plans.....	08
Figure I.3 : Aller et retour d'un rayon lumineux dans une cavité.....	08
Figure I.4 : Séquence de lentilles « équivalente » à la cavité.....	08
Figure I.5 : Illustration de l'auto-reproduction du faisceau lors de la réflexion sur les miroirs de la cavité.....	09
Figure I.6 : Différents exemples de cavités laser.....	10
Figure I.7 : Répartition spatiale de l'énergie pour les modes Hermite-Gauss.....	13
Figure I.8 : La répartition d'intensité pour les modes Laguerre-Gauss.....	16
Figure I.9 : L'intensité de faisceau normalisée I/I_0 , en fonction de la distance radiale ρ dans différentes distances axiales.....	18
Figure I.10 : L'intensité de faisceau normalisée I/I_0 , sur l'axe du faisceau ($\rho=0$) en fonction de z	18
Figure I.11 : Le rayon de faisceau $w(z)$	20
Figure I.12 : Schéma montrant les paramètres pour calculer la taille de waist d'un faisceau gaussien derrière une lentille.....	21
Figure I.13 : Représentation de la phase de Guoy $\zeta(z)$	22
Figure I.14 : Fronts d'onde d'un faisceau gaussien.....	23
Figure II.1 : Construction de l'enveloppe de Huygens.....	27
Figure II.2 : Diffraction par une ouverture.....	28
Figure II.3 : Formulation de diffraction de Kirchhoff par écran plan.....	29
Figure II.4 : Illumination par une source ponctuelle de l'écran plan.....	31
Figure II.5 : La tâche d'Airy.....	35
Figure II.6 : Génération d'un faisceau de Bessel avec un axicon.....	36
Figure II.7 : Réseau sinusoïdal.....	37
Figure II.8 : Réseau échelle.....	39
Figure II.9 : Echelon de Michelson.....	40
Figure II.10 : Eclairage diffracté par un échelon de Michelson dans un cas général.....	42
Figure III.1 : Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou d'amplitude.....	46
Figure III.2 : Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou d'amplitude	

de différents rayons.....	47
Figure III.3 : Figure de diffraction à travers un diaphragme.....	47
Figure III.4 : FWHM du faisceau diffracté par un trou d'amplitude $\rho_0=0.7\text{mm}$	48
Figure III.5 : Distribution de l'intensité axiale pour un trou d'amplitude d'ouverture $\rho_0= 0,7\text{mm}$	49
Figure III.6 : Schéma de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente d'amplitude.....	50
Figure III.7 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente d'amplitude.....	51
Figure III.8 : Distribution d'intensité axiale pour une fente d'amplitude $x_0= 0,7\text{mm}$	52
Figure III.9 : Schéma de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou de phase.....	53
Figure III.10 : Les distributions d'intensités radiales obtenues à travers un trou de phase de différentes ouvertures.....	55
Figure III.11 : Distribution de l'intensité axiale pour un trou de phase d'ouverture $\rho_0= 0,7\text{mm}$	57
Figure III.12 : Schéma de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase.....	58
Figure III.13 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase de différentes largeurs.....	60
Figure III.14 : Distribution de l'intensité axiale pour une fente de phase $x_0= 0,7\text{mm}$	61
Figure III.15 : Dispositif expérimental représentant la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase.....	62
Figure III.16 : Images représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase de différentes largeurs.....	62
Figure III.17 : Courbes théoriques et expérimentales de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase de différentes largeurs.....	63
Figure III.18 : Evolution des courbes théoriques et expérimentales de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers 3 fentes de phase de différentes largeurs.....	65
Figure III.19 : Images représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à	

travers un trou de phase de différents diamètres.....	67
Figure III.20 : Courbes théoriques et expérimentales de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou de phase de différents diamètres.....	68
Figure IV.1 : Schéma de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau d'amplitude circulaire	72
Figure IV.2 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau d'amplitude circulaire pour trois réseaux.....	72
Figure IV.3 : Schéma de principe de diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau d'amplitude rectiligne.....	73
Figure IV.4 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau d'amplitude rectiligne pour différents nombres de fentes...	75
Figure IV.5 : Schéma de principe de diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau circulaire de phase.....	76
Figure IV.6 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau circulaire de phase pour différents nombres de fentes.....	76
Figure IV.7 : Schéma de principe la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau créneau.....	77
Figure IV.8 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau créneau pour différents nombres de fentes.....	79
Figure IV.9 : Schéma représentatif d'un réseau échelon de Michelson.....	80
Figure IV.10 : Courbes représentatives de la diffraction à travers un réseau échelon de Michelson pour différents nombres de fentes.....	82
Figure IV.11 : Courbes représentatives de la diffraction à travers un réseau échelon de Michelson en variant le déphasage.....	85
Figure IV.12 : Schéma représentatif d'un réseau échelon circulaire.....	86
Figure IV.13 : Schéma représentatif de la diffraction d'un faisceau Laguerre-Gauss par un réseau échelon circulaire.....	88
Figure IV.14 : Courbes représentatives des faisceaux de Laguerre-Gauss (jusqu'à l'ordre 5) rectifiés par l'échelon circulaire.....	91
Figure IV.15 : Lissage des courbes après la transformation en faisceau gaussien par l'échelon circulaire.....	93
Figure IV.16 : Schéma représentant l'EOD binaire utilisé pour la transformation des faisceaux LG_{p0}	94

Figure IV.17 : Comparaison de la diffraction des faisceaux Laguerre-Gauss par l'EC, et l'EOD binaire.....	95
Figure IV.18 : Courbes représentatives des faisceaux de Laguerre-Gauss rectifiés par l'échelon circulaire avec nouvelles valeurs de ρ	98
Figure IV.19 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau Gaussien à travers un EC de rayons ρ confondus avec les zéros de Laguerre-Gauss.....	100
Figure IV.20 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau Gaussien à travers un EC de rayons ρ décalés des zéros de LG50.....	101
Figure IV.21 : Schéma de principe de diffraction d'un faisceau Gaussien par un réseau échelon circulaire d'angle d'inclinaison α	101
Figure IV.22 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau échelon circulaire d'un angle d'inclinaison $\alpha_1=10^\circ$ et différents nombre de lames.....	102
Figure IV.23 : Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau échelon circulaire d'un angle d'inclinaison $\alpha_2=20^\circ$ et différents nombre de lames.....	103
Figure IV.24 : Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau échelon circulaire d'un angle d'inclinaison $\alpha_3=30^\circ$ et différents nombre de lames.....	103
Figure IV.25 : Distribution radiale de l'intensité diffractée à travers l'échelon circulaire d'un angle $\alpha=20^\circ$ et $N=50$ pour deux points z_1 et z_2	105
Figure V.1 : Schéma de principe de diffraction d'un faisceau aberré par un trou de phase.....	110
Figure V.2 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau aberré avec une aberration defocus à travers un trou de phase de différentes ouvertures.....	112
Figure V.3 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau aberré avec une aberration sphérique à travers un trou de phase de différentes ouvertures...	113
Figure V.4 : Intensités du champ diffracté d'une ouverture ($\rho \approx 5\mu\text{m}$).....	114
Figure V.5 : Principe d'un interféromètre à diffraction de point (PS/PDI).....	116
Figure V.6 : Interférogrammes obtenus avec deux faisceaux gaussiens.....	118
Figure V.7 : Phase roulée, phase déroulée et profil de la phase déroulé.....	118
Figure V.8 : Interférogrammes obtenus avec un faisceau gaussien et un faisceau avec aberration sphérique.....	119
Figure V.9 : Phase roulée, phase déroulée et profil de la phase déroulé	119
Figure V.10 : Résultats de l'interférence d'un faisceau gaussien avec un	

faisceau avec aberration defocus.....	120
Figure V.11 : Phase roulée, phase déroulée et profil de la phase déroulé	120
Figure V.12 : Différence de chemin optique créé par trois faisceaux différents....	121
Figure V.13 : Interférence d'un faisceau gaussien avec un faisceau présentant une aberration sphérique pour différentes valeurs de l'amplitude (en λ).....	122

Liste des tableaux

Tableau IV.1 : Polynômes de Laguerre $L_p(2\rho^2/W^2)$	87
Tableau IV.2 : Les zéros des polynômes de Laguerre $L_p(\rho/W) = 0$	87
Tableau IV.3 : Zr après redressement des faisceaux LG_{p0}	94
Tableau IV.4 : FWHM du faisceau TEM_{p0} rectifié focalisé par l'échelon circulaire et par l'EOD de phase binaire.....	96
Tableau IV.5 : Les nouvelles valeurs ρ_i de l'échelon circulaire (EC).....	97
Tableau IV.6 : FWHM du faisceau TEM_{p0} rectifié focalisé par l'échelon circulaire.....	99
Tableau V.1 : FWHM et intensités des faisceaux diffractés par le trou de phase $\rho \approx 5\mu\text{m}$	115

Introduction générale

Le but d'un système optique est de transporter de l'énergie optique ou des informations codées optiquement dans l'espace. Le codage d'information se fait par des variations temporelles et/ou spatiales de l'intensité, de l'amplitude, de la phase, de la fréquence ou de l'état de polarisation de la lumière. Nous connaissons plusieurs moyens d'orienter la lumière dans l'espace : la réflexion, la réfraction et finalement la diffraction.

Les technologies diffractives sont en pleine croissance, les composants diffractifs sont de plus en plus utilisés dans des domaines très variés, surtout après l'invention du laser en 1960. Les optiques diffractives présentent de nombreux avantages par rapport aux optiques traditionnelles. Elles sont en général légères, peu encombrantes, possèdent des propriétés qui n'existent pas en optique traditionnelle et interviennent dans la fabrication d'éléments hybrides. Il n'est donc pas surprenant que ces nouveaux éléments optiques se répandent à l'heure actuelle dans un très grand nombre d'applications : médecine, métrologie, sécurité, visualisation et énergies renouvelables...etc.

L'application du laser lui aussi est devenue pratiquement indispensable dans tous les domaines. C'est pour cela que la plupart du temps il est nécessaire de focaliser, modifier, confiner le faisceau laser en utilisant des éléments optiques diffractifs (EODs). En général, la propagation du faisceau laser peut être approximée en supposant que le faisceau laser présente un profil d'intensité gaussienne idéale, ce qui correspond au mode TEM₀₀ théorique.

Cette étude aura pour but de mettre en évidence des points importants pour une application dans le futur des EODs proposés dans cette thèse. Il s'agit d'étudier, simuler et optimiser les distributions d'intensités à travers différentes optiques diffractives.

Dans le premier chapitre, sont évoquées les différentes propriétés de base des faisceaux laser, ainsi qu'un rappel théorique sur le calcul du rayonnement

électromagnétique traversant les objets diffractant. Les recherches dans ce domaine restent toujours un sujet d'actualité.

Le deuxième chapitre a été consacré à une présentation générale du phénomène de diffraction ainsi qu'une description de différentes optiques diffractives, et plus précisément quelques réseaux de diffraction. Cette partie est achevée par la théorie des différentes distributions des faisceaux lasers d'éclairages ainsi que les équations mathématiques du champ diffracté à travers différents réseaux.

L'objectif essentiel de la suite de ce travail, est d'étudier numériquement des EODs simples à réaliser et peu coûteux. Ce calcul numérique est effectué sous environnement Matlab.

Le troisième chapitre regroupe les résultats des travaux numériques réalisés à travers des composants simples, tels que des ouvertures d'amplitude ainsi que les fentes de phases. Cette simulation a montré que les objets de phase sont capables de mettre en forme le faisceau incident, c'est à dire de modifier sa distribution d'intensité. Ce chapitre s'achève par une vérification expérimentale des distributions d'intensité obtenues par simulation numérique, en utilisant des composants optiques diffractifs réalisés au sein de notre laboratoire.

Dans le quatrième chapitre, nous avons présenté des résultats numériques des distributions d'intensités radiales et axiales données par les EODs un peu plus complexe ; binaires ou à plusieurs niveaux de gravures. L'éclairage de ces EODs s'est fait par un faisceau gaussien puis avec un autre mode d'ordre supérieur. Cette étude s'est terminée par l'utilisation des réseaux de phase, tels que : réseaux créneaux, réseaux circulaires à plusieurs niveaux de gravures, un échelon de Michelson et enfin un échelon circulaire.

Le cinquième chapitre, a été consacré aux résultats numériques de l'intensité diffractée par un EOD de phase simple éclairé par un faisceau aberré.

Une variété de techniques basées sur l'utilisation des optiques diffractives est actuellement appliquée dans différents domaines. Dans cette perspective, nous avons présenté une technique très intéressante basée sur l'utilisation d'une optique diffractive simple ; c'est un interféromètre à diffraction de point qui est un capteur de front d'onde permettant de faire l'analyse des perturbations de la phase optique.

CHAPITRE I

Ondes et faisceaux lasers

I.1. Introduction

Récemment, il y a une tendance constante à la miniaturisation et à l'intégration des composants et des systèmes dans de nombreux domaines de l'ingénierie, afin de réduire considérablement la taille, le poids, la consommation d'énergie et le coût. Des progrès considérables ont été réalisés dans de nouveaux domaines de l'optique. Dans chacun de ces domaines, l'optique diffractive (DOEs) joue un rôle important, on cite : la micro-optique et la micro-imagerie des systèmes [1,2], l'imagerie EUV / rayons X [3,4], les micro-capteurs [5], le micro-usinage laser [6], l'optique intégrée [7], les micro-électromécaniques (MEMS) et les microsystèmes opto-électromécaniques (MOEMS) [8,9].

Le but d'un système optique est de transporter de l'énergie optique ou des informations codées optiquement dans l'espace [10]. Le codage d'information se fait par des variations temporelles et/ou spatiales de l'intensité, de l'amplitude, de la phase, de la fréquence ou de l'état de polarisation de la lumière. Nous connaissons plusieurs moyens d'orienter la lumière dans l'espace : la réflexion, la réfraction et finalement la diffraction. Le terme optique diffractive est employé pour caractériser la branche du génie optique qui consiste à concevoir des optiques dans lesquelles la diffraction joue un rôle prépondérant dans la mise en forme du front d'onde.

L'optique diffractive est reconnue comme un domaine spécifique dans l'optique depuis une décennie, mais ses origines remontent au 19^{ème} siècle [11].

Les premières expériences de l'optique diffractive sont réalisées par Rayleigh (1871), Soret (1875) et Wood (1898). Ces expériences ont démontré la maîtrise de la redistribution angulaire de la lumière par diffraction. En parallèle les réseaux de diffraction ont été développés par Rowland (1882) et les réseaux en échelle par Wood (1910).

Depuis l'invention du laser en 1960 (acronyme signifiant : «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation») susceptible de fonctionner pour la première fois par Maiman [12], le laser a occupé une place d'une grande importance dans le vaste champ de la recherche dans les optiques diffractives.

Les premiers éléments optiques diffractifs après l'invention du laser, ont été réalisés par Brown et Lohmann [13] et il est devenu possible de contrôler la propagation de la lumière pour représenter des objets qui n'avaient pas d'existence réelle. Cependant, à cette époque, les éléments diffractifs générés étaient fabriqués à partir de masques d'amplitude binaires qui ont l'inconvénient d'avoir une efficacité de diffraction limitée en raison de

leur transmission partielle de la lumière. Dans les années 80, à partir de suggestions qui préconisaient la modulation uniquement de la phase d'un faisceau incident pour le modifier, et grâce à des méthodes photo-lithographiques, les premiers éléments optiques diffractifs de phase furent réalisés [14,15].

Ce sont les années entre 1985-1990 qui ont été les plus fructueuses pour la recherche dans l'optique diffractive, spécialement dû au fait de l'existence et de l'accès à de nouvelles technologies. Cet enthousiasme allait de pair avec les idées d'ordinateurs optiques et de traitement optique d'information.

Récemment, plusieurs éléments divers intéressants ont été développés pour structurer la distribution d'intensité des faisceaux laser, comme l'utilisation des axicons qui ont permis la génération des faisceaux Bessel non-diffractant [16, 17].

Aussi, parmi les caractéristiques des faisceaux lasers qui ont attiré l'attention universelle en premier lieu est la tache focale. Les utilisateurs de lasers ont en général souhaité disposer d'un faisceau laser le plus apte possible à générer de petites taches focales réduites à l'extrême. Ceci a fait l'objet d'innombrables sujets de recherche notamment sur les différentes méthodes permettant d'agir sur les caractéristiques spatiales de la distribution d'intensité des faisceaux lasers [18,19].

Ces recherches ont commencé par l'étude des faisceaux gaussiens. Le comportement du mode fondamental gaussien au travers des ouvertures d'amplitude et de phase a été observé et étudié en détail [20-22].

Ensuite, ces dernières années, les faisceaux d'ordre supérieur sont beaucoup étudiés compte tenu de leur intérêt qui ne cesse d'augmenter d'une façon très rapide grâce aux nouvelles applications dans la communication optique [23], la super-résolution microscopique [24], le piégeage optique [25, 26].

Des recherches ont été effectuées pour améliorer la résolution au point de focalisation par la transformation du mode gaussien fondamental (TEM_{00}) en modes supérieurs, Laguerre gauss (LG) et Hermite gauss (HG), ou l'inverse en utilisant des (EODs) plus complexes telles que les éléments de phase binaire [27-29].

Parmi les méthodes utilisées pour la fabrication d'éléments optiques diffractifs de phase, on peut citer la méthode basée sur la formation de micro-structure à l'intérieur du substrat [30,31], et aussi des travaux récents basés sur la technique d'écriture laser directe [32].

Des fonctions optiques spécifiques peuvent être mises en œuvre par des éléments optiques avec des caractéristiques de taille minimale égale à la longueur d'onde. De telles structures permettent de résoudre des problèmes difficiles en optique et photonique (cristaux photoniques). Le processus de fabrication des EODs sub-longueur d'onde devient plus facile et les performances sont mieux contrôlées [33-36].

Enfin, on peut citer encore une des techniques récente qui est basée sur l'utilisation des éléments optiques diffractifs ; c'est la technique de la découpe laser. Les avantages de l'utilisation de cette technique comprennent les vitesses élevées, la tolérance du processus, la légèreté de la tête de coupe, l'absence de force de réaction avec la pièce à couper et la facilité d'automatisation du processus de découpe laser. L'élément optique diffractif dans cette technique est conçu pour étendre la profondeur de focalisation du système, cela est intéressant par exemple pour la découpe des matériaux épais [37].

Dans nos travaux de thèse, on a simulé numériquement différentes optiques diffractives ; qui nous on permit de réaliser des fonctions intéressantes, comme l'augmentation de la résolution transversale au point de focalisation d'une lentille convergente et aussi étendre la profondeur de focalisation.

Avant de procéder aux simulations numériques, une étude théorique brève a été faite sur la génération et la propagation des ondes lasers ainsi qu'une introduction sur les modes lasers, tels que : les modes Laguerre LG_{mn} , les modes Hermite Gauss HG_{mn} , sans oublier le mode gaussien TEM_{00} .

I.2. Ondes lasers

La lumière est une onde électromagnétique, elle satisfait l'équation d'onde de Helmholtz

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k^2 U(\vec{r}) = 0 \quad (I.1)$$

où $k^2 = \omega^2 / c^2$, avec k c'est le nombre d'onde, c est la vitesse de la lumière dans le vide et ω est la fréquence.

Les solutions de l'équation de Helmholtz pour $U(\vec{r})$, nous donnent différentes équations d'ondes ; l'une d'entre elle représente les ondes lasers.

Le laser s'est peu à peu imposé dans notre vie, il fait encore l'objet de recherches intenses, pour atteindre des puissances plus élevées, des impulsions plus courtes, des caractéristiques spectrales meilleures, des rendements plus importants, ou tout simplement de nouvelles longueurs d'onde.

I.2.1. Génération des faisceaux laser

La génération des faisceaux lasers provient d'un milieu actif qui contient des atomes ou des molécules dans un état excité placé dans une cavité résonnante optique. C'est l'émission stimulée, qui permet après des multiples passages de l'onde lumineuse par le système de miroirs formant la cavité, d'augmenter considérablement l'effet amplificateur et d'avoir une lumière cohérente [38].

I.2.1.1. Définition d'une cavité

Le phénomène d'amplification lumineuse est à la base du fonctionnement laser. Il est nécessaire de forcer la lumière à effectuer des allers et retours dans le milieu actif de manière à obtenir une amplification suffisante. Le dispositif de rétroaction généralement obtenu par un jeu de deux miroirs forme ce qu'on appelle une cavité ou encore un résonateur.

L'association du milieu amplificateur à une cavité, représentée schématiquement par la figure I.1, constitue un oscillateur optique. L'exemple type de cavité est l'interféromètre de Fabry-Perot formé de deux miroirs plans figure I.2, si les deux miroirs d'un Fabry-Perot ne sont pas parfaitement parallèles on dit que la cavité est instable, la lumière ne reste pas confinée dans la cavité et les pertes sont en général bien trop élevées pour obtenir l'oscillation laser. Il est ainsi préférable de réaliser des résonateurs constitués de miroirs sphériques et conçus pour piéger la lumière [39].

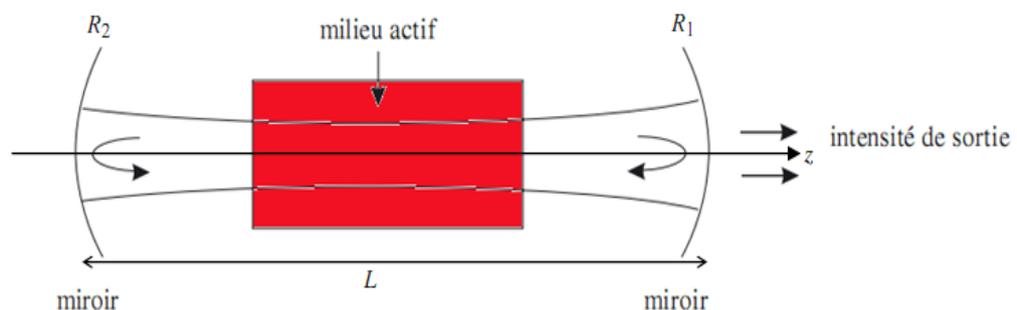


Figure I.1 : Représentation schématique d'un oscillateur optique.

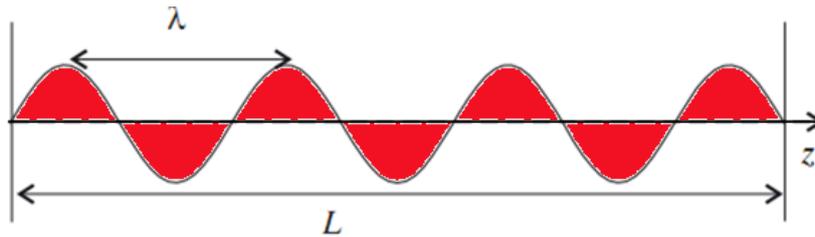


Figure I.2 : Cavité de type Fabry-Perot formée de deux miroirs plans séparés par une distance L .

I.2.1.2. Stabilité des résonateurs avec miroirs sphériques

Soit une cavité formée de deux miroirs sphériques de rayon de courbure R_1 et R_2 séparés par une distance L . Si la trajectoire d'un rayon lumineux issu du point A (figure I.3) qui, après seulement quelques réflexions sur les miroirs, finit par s'échapper latéralement, la cavité est dite instable. Lorsqu'au contraire, le rayonnement reste confiné au voisinage de l'axe z , la cavité est dite stable. Les critères de stabilité sont bien évidemment d'une grande importance pour la réalisation d'une cavité laser [40,41].

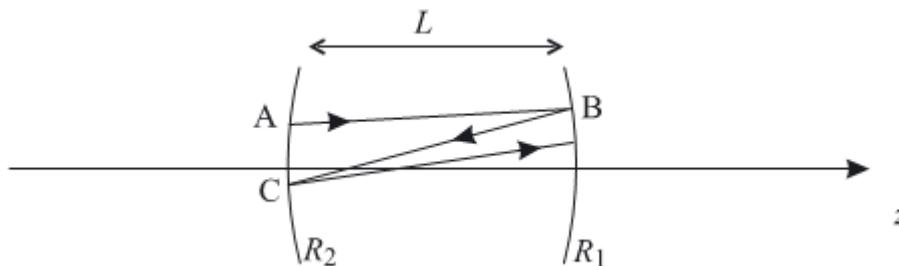


Figure I.3 : Aller et retour d'un rayon lumineux dans une cavité

La loi de transformation d'un rayon lumineux faisant des allers et retours dans la cavité s'exprime à l'aide des matrices $ABCD$ relatives à la propagation libre et à la réflexion sur les miroirs.

On peut remplacer la cavité par une séquence de lentille ; la figure I.4 est formellement identique à la représentation de la figure I.3, où le rayon est « déplié » et traverse un dispositif optique formé de lentilles de focales $f_1 = R_1/2$ et $f_2 = R_2/2$ séparées d'une distance L .

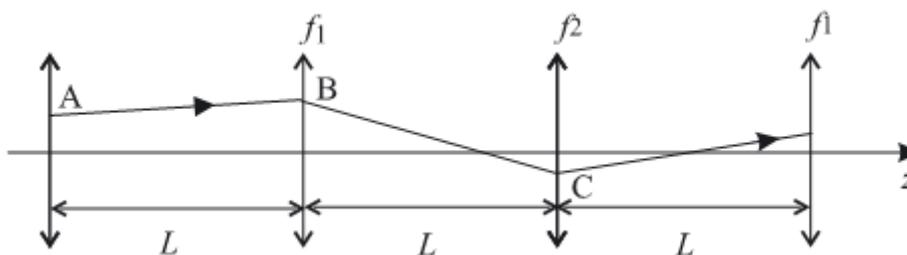


Figure I.4 : Séquence de lentilles «  quivalente » à la cavité.

La matrice correspondant à un aller et retour dans la cavité, partant du point A dans la figure I.3, est donnée par :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 - \frac{2L}{R_1} & 2L - \frac{2L^2}{R_1} \\ -\frac{2}{R_2} - \frac{2}{R_1} - \frac{4L}{R_1 R_2} & -\frac{2L}{R_2} + \left(1 - \frac{2L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{2L}{R_2}\right) \end{pmatrix} \quad (I.2)$$

La stabilité dépend des éléments de la matrice (ou encore des valeurs L , R_1 et R_2).

On dit qu'un résonateur est stable si l'équation (I.3) est vérifiée.

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (I.3)$$

I.2.1.3. Modes propres de la cavité

Les faisceaux gaussiens, sont d'un intérêt essentiel pour la description du champ électromagnétique dans une cavité, ces faisceaux ont des fronts d'onde de forme sphérique. À la réflexion sur un miroir sphérique, un faisceau gaussien se réfléchit exactement sur lui-même à partir du moment où les rayons de courbure du miroir et du front d'onde sont confondus au niveau de chacun des deux miroirs. Si ces deux conditions sont vérifiées, on obtient une structure de champ invariante. On peut alors définir ce qu'on appelle les modes propres du champ dans une cavité. Cette propriété d'auto-reproduction est illustrée par la figure I.5 qui montre que la surface du miroir R_1 coïncide avec la surface équiphase du faisceau : chaque rayon lumineux est alors en incidence normale sur le miroir et se réfléchit sur lui-même.

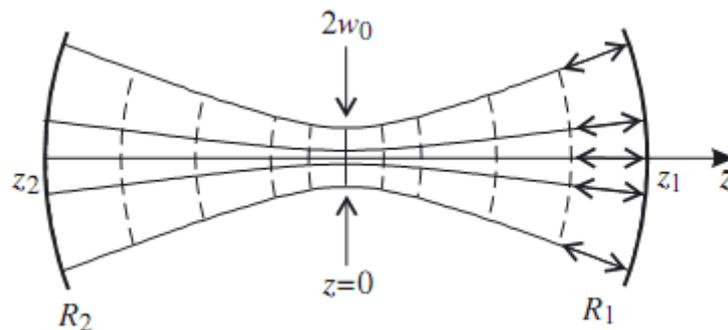


Figure I.5 : Illustration de l'auto-reproduction du faisceau lors de la réflexion

Tous les paramètres géométriques du faisceau gaussien dépendent des grandeurs L , R_1 et R_2 de la cavité [40]. Les définitions de la position du plan d'étranglement par rapport aux miroirs ainsi que du rayon w_0 permettent de caractériser, de manière unique, les modes propres de cavité. Ceux-ci sont donnés par les modes d'Hermite-Gauss $HG_{mn}(x,y,z)$, ou de Laguerre-Gauss $LG_{lp}(r,\theta,z)$.

I.2.1.4. Les différents types de cavités

En plus de la cavité Fabry-Perot, un autre type de cavité répandu est la cavité en anneau figure I.6 (a), où la lumière ne revient pas sur elle-même mais forme une onde progressive [42].

Il peut également être souhaitable de disposer de deux waist dans la cavité, de tailles différentes : l'un pour placer le cristal laser, l'autre pour disposer un absorbant saturable ou un cristal non linéaire. On doit alors faire appel à des cavités à 4 miroirs telles que celles qui sont représentées sur la figure I.6 (b).

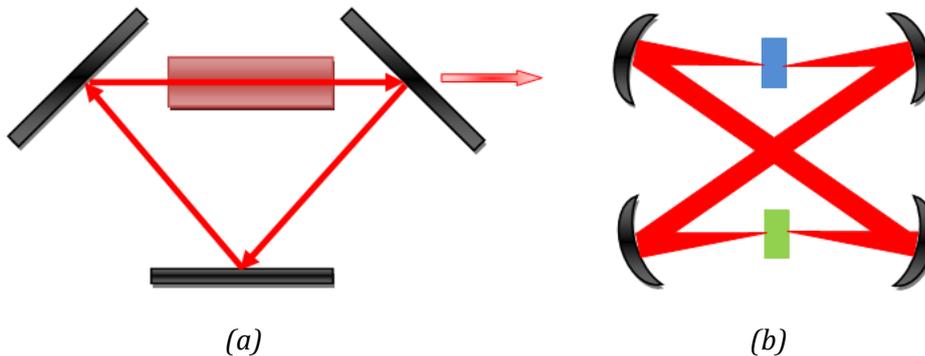


Figure I.6 : Différents exemples de cavités laser : (a) cavité en anneau, (b) cavité à 4 miroirs.

I.2.2. Equation de propagation d'un faisceau laser

Un faisceau laser se propage comme une onde presque unidirectionnelle avec peu de divergence et avec une section finie. La solution de l'équation de Helmholtz, peut être représentée par [42] :

$$U(r) = A(r) \exp(-jkz) \quad (I.4)$$

Dans ce cas l'amplitude $A(r)$ n'est pas constante comme le cas d'une onde plane.

Les variations de $A(r)$ et $\partial A(r)/\partial z$ sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde suivant la direction z sont supposées négligeables. Ceci implique que le champ varie approximativement comme e^{-jkz} sur une distance de quelques longueurs d'onde. Lorsque le champ $A(r)$ satisfait ces conditions, l'équation de Helmholtz prend la forme :

$$\nabla_T^2 A - 2jk \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (I.5)$$

Où ∇_T^2 est le laplacien transverse. L'équation (I.5) est connue comme l'équation d'onde paraxiale, et est une conséquence de la faible factorisation représentée par l'équation (I.4) et d'autres hypothèses.

Une solution de l'équation (I.5), nous donne le mode fondamental gaussien qui a une place très spéciale en pratique et est souvent utilisé dans l'optique.

Comme notre travail de recherche est basé sur la mise en forme des faisceaux laser de profils gaussien en d'autres profils d'ordre supérieur ou inversement, on va détailler un peu ces faisceaux.

I.2.2.1. Modes gaussiens d'ordres supérieurs

Les solutions d'ordre supérieur de l'intégrale de Huygens peuvent prendre la forme soit des fonctions Hermite gauss (coordonnées cartésiennes), soit des fonctions Laguerre-gauss (coordonnées cylindriques). Ces modes gaussiens d'ordre supérieur sont d'une importance considérable aussi bien dans les lasers pratiques que dans les analyses de faisceaux optiques ou encore dans leurs applications. Nous reproduisons dans la section ci-dessous leur dérivation mathématique [43-45].

a. Modes Hermite-gauss

L'ensemble de solutions d'Hermite-gaussien que nous allons décrire dans cette section est l'ensemble le plus utilisé de ces solutions, et aussi les plus proches des solutions physiques simples dans les lasers stables ordinaires. Cependant, cet ensemble est peut être aussi l'approche la plus compliquée d'un point de vue mathématique.

Pour trouver des solutions d'ordre supérieur, nous allons écrire une solution plus générale pour l'amplitude d'onde $U(x,z)$ sous la forme : [43]

$$U_n(x, z) = A(q(z)) \times h_n\left(\frac{x}{p(z)}\right) \times \exp\left[-jk \frac{x^2}{2q(z)}\right] \quad (I.6)$$

$A(q)$ et $h_n(x/p)$ sont des fonctions initialement inconnues ; et $p=p(z)$ est une distance dépendante du facteur d'échelle dans l'argument de h_n .

L'approche standard pour les solutions de polynôme d'Hermite est obtenue en supposant que le facteur $p(z)$ dans la fonction $h_n(x/p)$ sera purement réel, et en fait sera lié à la taille de la tâche gaussienne $w(z)$ de la forme :

$$\frac{1}{p(z)} \equiv \frac{\sqrt{2}}{w(z)} \quad (I.7)$$

Si cela est valable alors les solutions d'ordre supérieur de l'équation (I.6), auront la même forme normalisée à tout plan transversal z .

$$U_n(x, y) = h_n \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) \exp \left[\frac{-jkx^2}{2R(z)} - \frac{x^2}{w^2(z)} \right] \quad (I.8)$$

C'est-à-dire qu'il y aura un changement de ces fonctions en échelle transversale comme $w(z)$, dont la courbure sphérique sera $R(z)$, mais leurs profils d'amplitude resteront inchangés en forme à tout plan z .

Un ensemble complet de fonctions de mode Hermite-gaussien d'ordre supérieur normalisées pour un faisceau se propageant dans l'espace libre est donné, dans une dimension transversale, par :

$$\begin{aligned} \tilde{U}_n(x, z) = & \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/4} \left(\frac{1}{2^n n! w_0} \right)^{1/2} \left(\frac{\tilde{q}_0}{\tilde{q}(z)} \right)^{1/2} \left(\frac{\tilde{q}_0 \tilde{q}^*(z)}{\tilde{q}_0^* \tilde{q}(z)} \right)^{n/2} \\ & \times H_n \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) \exp \left[-j \frac{kx^2}{2\tilde{q}(z)} \right] \end{aligned} \quad (I.9)$$

Où q_0 est un facteur complexe, H_n sont les polynômes d'Hermite d'ordre n , $\tilde{q}(z)$ et $w(z)$ sont exactement les mêmes que pour le mode gaussien d'ordre inférieur.

Les fonctions Hermite-gaussiennes $U_n(x, z)$ nous donnent un ensemble complet de fonctions orthogonales caractérisées par un seul paramètre complexe, qui est le paramètre q_0 .

Ces fonctions obéissent aux conditions d'ortho-normalité :

$$\int_{-\infty}^{\infty} u_n^*(x, z) \tilde{u}_m(x, z) dx = \delta_{nm} \quad (I.10)$$

et sont indépendants de z et de q_0 . Ils peuvent donc être utilisés comme une base pour étendre tout faisceau optique paraxial arbitraire $U(x, y, z)$ sous la forme :

$$U(x, y, z) = \sum_n \sum_m c_{nm} \tilde{u}_n(x, z) \tilde{u}_m(y, z) e^{-jkz} \quad (I.11)$$

Si on multiplie les deux côtés par $u_n^*(x, z) u_m^*(y, z)$ et qu'on intègre sur toute la section transversale, on constate que les coefficients d'expansion c_{nm} sont donnés par :

$$c_{nm} = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \tilde{E}(x, y, z) u_n^*(x, z) u_m^*(y, z) dx dy \quad (I.12)$$

Les coefficients c_{nm} dépendront du choix arbitraire de q_0 à z_0 . Il n'y a donc généralement pas un seul moyen de choisir le waist w_0 ou la position du waist z_0 .

Dans les coordonnées cartésiennes (x, y, z) , on peut définir les modes d'ordres supérieurs comme suit [44] :

$$u_{nm}(x, y, z) = \sqrt{\frac{P}{\pi m! n! 2^{N-1}}} \frac{1}{w(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right] H_m\left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)}\right) H_n\left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)}\right) \times \exp\left[-i\left(k\left(z + \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) - (m+n+1)\phi_G(z)\right)\right] \quad (I.13)$$

Où $H_k(x)$ sont les polynômes d'Hermite, m et n sont les nombres de mode transversal et $N=m+n$ est l'ordre du mode. L'équation (I.13) définit les modes de Hermite-Gauss (HG_{mn}), dont la répartition d'intensité transversale pour ces modes $I_{mn}(x, y) = |u_{mn}(x, y, z)|^2$ est montrée sur la figure I.7 :

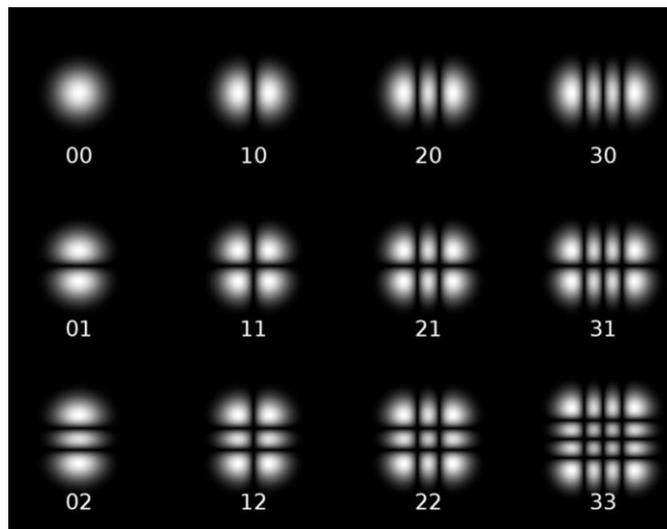


Figure I.7 : Répartition spatiale de l'énergie pour les modes Hermite-Gauss [46].

Les polynômes d'Hermite d'ordre N peuvent être écrits sous la forme suivante :

$$H_N(x) = (-1)^N e^{x^2} \frac{\partial^N}{\partial x^N} e^{-x^2} = N! \sum_{p=0}^{\frac{N}{2}} (-1)^p \frac{(2x)^{N-2p}}{p!(N-2p)!} \quad (I.14)$$

Les premiers polynômes d'Hermite sont les suivants :

$$H_0(x)=1; \quad H_1(x)=2x; \quad H_2(x)=4x^2-2; \quad H_3(x)=8x^3-12x;$$

b. Modes Laguerre-gauss

Dans les coordonnées cylindriques, on trouve les solutions Laguerre-gaussiennes.

En remplaçant l'expression (I.4) dans l'équation (I.1), on obtient :

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (I.15)$$

En considérant que A varie peu dans la direction Oz sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde (soit $\left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right| \ll \left| \frac{\partial A}{\partial z} \right|$), on peut négliger la dérivée seconde par rapport à z .

On obtient alors l'équation de Helmholtz paraxiale :

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (I.16)$$

Les deux premiers termes sont le Laplacien transverse et le dernier est le terme de propagation selon z . Cette équation admet plusieurs familles de solution. La plus usuelle est la famille des modes gaussiens.

Le champ électrique d'un mode LG_{pl} a l'expression (I.17) en coordonnées cylindriques :

$$U_{LG_p^\ell}(\rho, \theta, z, \omega) = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|\ell|)!}} \left(\frac{\rho\sqrt{2}}{\omega} \right)^{|\ell|} L_p^{|\ell|} \left(\frac{2\rho^2}{\omega^2} \right) \frac{1}{\omega} e^{-\frac{\rho^2}{\omega^2}} e^{ikR(z)} e^{-i\zeta(z)} e^{-i\ell\theta} \quad (I.17)$$

Où LG_p^ℓ est un polynôme de Laguerre généralisé :

$$L_p^\ell(x) = \frac{x^{-\ell} e^x}{p!} \frac{d^p}{dx^p} (x^{p+\ell} e^{-x}) \quad (I.18)$$

$\zeta(z) = (|\ell| + 1 + 2p) \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$ est la phase de Gouy. Un mode de Laguerre-Gauss est

caractérisé par son waist $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ qui est la taille transverse du mode.

L'indice radial p et azimutal l sont les ordres du polynôme de Laguerre-Gauss. LG_0^0 correspond au mode TEM₀₀. De manière plus générale un mode de Laguerre-Gauss peut s'exprimer comme une somme de modes TEM et inversement.

La quantité z_R correspond à la distance au cours de laquelle la divergence du faisceau est négligeable. Cette distance est connue sous le nom de longueur de Rayleigh [44].

En première approximation un mode de Laguerre-Gauss peut être vu comme un mode Gaussien modulé en amplitude par un polynôme de Laguerre et en phase par une modulation en hélice $e^{-i\ell\theta}$.

Dans le cas des modes de Laguerre-Gauss avec $p=0$, le polynôme de Laguerre vaut 1 et l'expression (I.17) se simplifie pour donner :

$$U_{LG_0^\ell}(\rho, \theta, z, \omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi|\ell|!}} \frac{1}{\omega} \left(\frac{\rho\sqrt{2}}{\omega}\right)^{|\ell|} e^{-\frac{\rho^2}{\omega^2}} e^{\frac{ik\rho^2}{2R(z)}} e^{-i\zeta} e^{-i\ell\theta} \quad (I.19)$$

L'intensité lumineuse correspondante est :

$$I(\rho) = |U(\rho, \theta)|^2 = \frac{2}{\pi|\ell|!} \frac{1}{\omega^2} \left(\frac{2\rho^2}{\omega^2}\right)^{|\ell|} e^{-2\frac{\rho^2}{\omega^2}} \quad (I.20)$$

Sur l'axe l'intensité est nulle. Ce sont donc des modes creux. Dans le plan transverse l'intensité est un anneau lumineux avec un centre noir. La charge topologique ℓ donne la symétrie radiale du mode, La figure I.8 résume la forme des modes LG pour différentes valeurs de p et de ℓ .

On peut définir ρ_{max} le rayon du faisceau de Laguerre-Gauss comme la distance entre le centre et le point d'intensité maximale, le maximum de l'intensité se situe en :

$$\rho_{max} = \omega \sqrt{\frac{\ell}{2}} \quad (I.21)$$

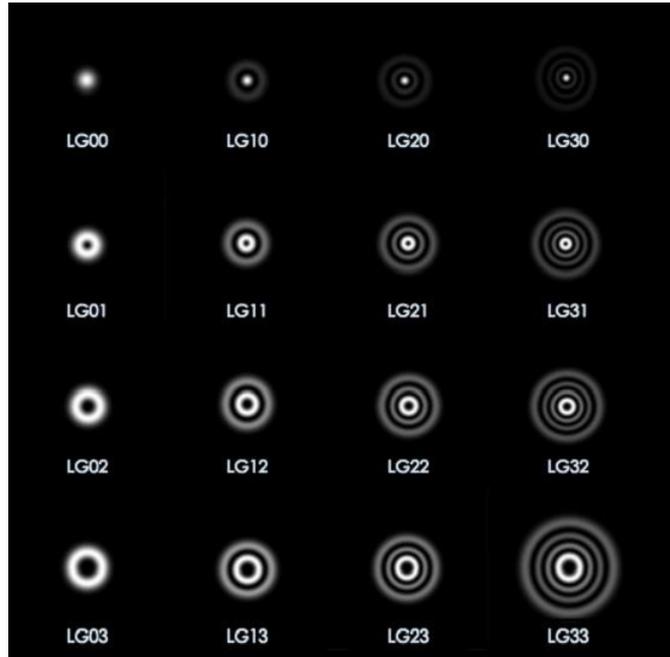


Figure I.8 : La répartition d'intensité pour les modes Laguerre-Gauss [47].

I.2.2.2. Mode fondamental gaussien

A partir des solutions présentées ci-dessus (Laguerre-Gauss et Hermite-Gauss), on peut écrire l'expression du champ électrique d'ordre fondamental d'un faisceau laser TEM₀₀ sortant de la cavité, pour le cas de en prenant en considération les conditions suivantes : (m=0, n=0) et aussi (l=0, p=0).

Le champ électrique d'un tel faisceau s'écrit comme suit :

$$U(r) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\xi(z)\right] \quad (I.22)$$

ρ est la coordonnée radiale,

$k=2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde,

w_0 (beam waist) est le rayon du faisceau gaussien au niveau du point de pincement (à $1/e^2$ du maximum de son intensité),

$w(z)$ est le rayon ou largeur du faisceau gaussien, à la coordonnée z .

$R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde à la coordonnée z .

$\xi(z)$ est le déphasage de Gouy.

z_R est la distance de Rayleigh du faisceau gaussien. A $z = z_R$, on a $w(z_R) = \sqrt{2}w_0$ et R est minimum tel que $R = 2z_R$.

La largeur du faisceau gaussien :

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.23)$$

Le rayon de courbure du faisceau gaussien :

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (1.24)$$

La phase de Gouy :

$$\xi(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_R} \quad (1.25)$$

Le waist du faisceau :

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_R}{\pi} \right)^{1/2} \quad (1.26)$$

La constante A_0 peut être définie par $A_0 = A_1 / j z_R$.

L'expression de l'amplitude complexe du faisceau gaussien contient deux paramètres, A_0 et z_R , ils sont déterminés à partir des conditions aux limites. Tous les autres paramètres sont liés à la gamme de Rayleigh z_R et la longueur d'onde λ par les relations (1.23) à (1.26).

I.2.3. Propriétés des faisceaux gaussiens

I.2.3.1. Propriétés physiques d'un faisceau gaussien

a. Distribution de l'intensité

L'intensité optique $I(r) = |U(r)|^2$ est une fonction de distances axiales z et radiales $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$:

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[- \frac{2\rho^2}{w^2(z)} \right] \quad (1.27)$$

Où $I_0 = |A_0|^2$. A chaque valeur de z l'intensité est une fonction gaussienne de la distance radiale ρ . C'est pourquoi l'onde est appelée faisceau gaussien. Le pic de la fonction gaussienne se trouve à $\rho=0$ (sur l'axe). La largeur $w(z)$ de la distribution gaussienne augmente avec la distance axiale z telle qu'illustrée à la figure I.9 [48,49].

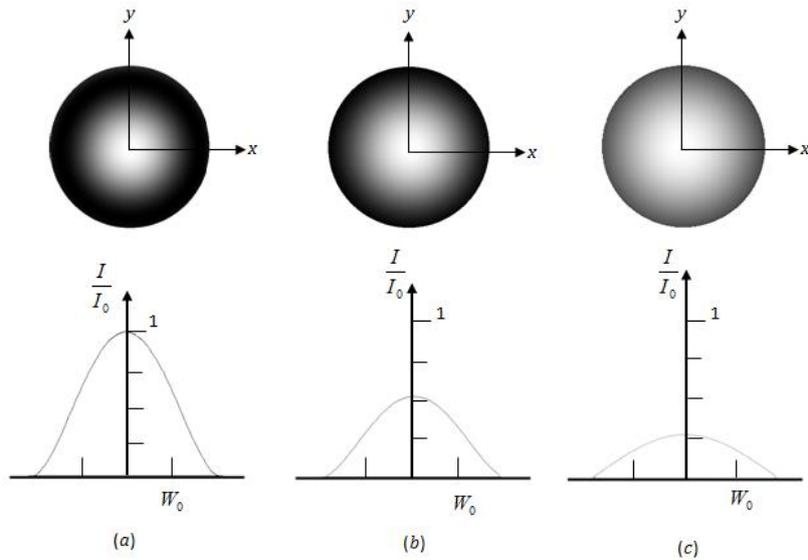


Figure I.9: L'intensité de faisceau normalisée I/I_0 , en fonction de la distance radiale ρ dans différentes distances axiales: (a) $z=0$, (b) $z=z_R$, (c) $z=2z_R$.

Sur l'axe du faisceau ($\rho=0$), l'intensité :

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_R)^2} \quad (I.28)$$

Cette intensité a sa valeur maximale I_0 à $z=0$ et diminue graduellement avec l'augmentation de z , atteignant la moitié de sa valeur de pic à $z = \pm z_R$ (figure I.10).

Lorsque $|z| \gg z_R$, $I(0, z) \approx I_0 z_R^2 / z^2$, de sorte que l'intensité décroît avec la distance selon une loi en carré inverse, comme pour les ondes sphériques et paraboloidales. L'intensité de crête globale $I(0,0) = I_0$ se produit au centre du faisceau ($z=0, \rho=0$).

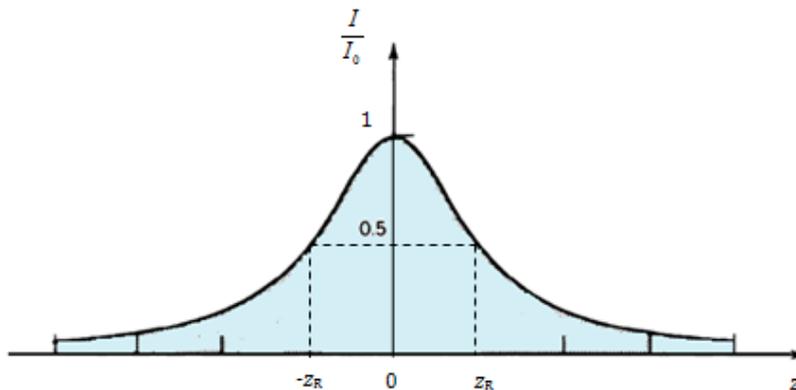


Figure I.10 : L'intensité de faisceau normalisée I/I_0 , sur l'axe du faisceau ($\rho=0$) en fonction de z .

b. Répartition de la puissance

La puissance optique totale portée par le faisceau est l'intégrale de l'intensité optique sur

un plan transversal (à une distance z) $P = \int_0^{\infty} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho$, qui donne :

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi w_0^2) \tag{I.29}$$

Le résultat est indépendant de z . Ainsi, la puissance du faisceau à $z=w_0$ est égale à la moitié de l'intensité du pic multipliée par la surface du faisceau. Puisque les faisceaux sont souvent décrits par leur puissance P , il est utile d'exprimer I_0 en termes de P :

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right] \tag{I.30}$$

Le rapport de la puissance dans un cercle de rayon ρ_0 dans le plan transversal à une position z est :

$$\frac{1}{P} \int_0^{\rho_0} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho = 1 - \exp\left[-\frac{2\rho_0^2}{w^2(z)}\right] \tag{I.31}$$

La puissance contenue dans un cercle de rayon $\rho_0=w(z)$ est environ 86% de la puissance totale. Environ 99% de la puissance est contenue dans un cercle de rayon $1,5W(z)$.

I.2.3.2. Propriétés géométriques d'un faisceau gaussien

a. Rayon du faisceau

Dans un plan transversal, l'intensité du faisceau prend sa valeur de pic sur l'axe du faisceau, et diminue par un facteur $1/e^2 \approx 0,135$ à la distance radiale $\rho=w(z)$. Puisque 86% de la puissance est contenue dans un cercle de rayon $w(z)$, on considère $w(z)$ comme le rayon du faisceau (également appelé la largeur du faisceau). La largeur de la distribution d'intensité est $\sigma = \frac{1}{2} w(z)$.

Le rayon du faisceau sur une distance z est donné par l'équation (I.23).

Il prend sa valeur minimale w_0 dans le plan $z=0$, il est appelé waist du faisceau. Le diamètre $2w_0$ est appelé la taille du spot. Le rayon du faisceau augmente graduellement avec z , atteignant la valeur $\sqrt{2}w_0$ à $z = z_R$, et continue à augmenter linéairement avec z (figure I.11). Pour $z \gg z_0$ le premier terme de (I.23) peut être négligé, conduisant à la relation linéaire (I.32) [49] :

$$w(z) \approx \frac{w_0}{z_R} z = \theta_0 z, \quad (1.32)$$

Où $\theta_0 = w_0 / z_R$ est la divergence angulaire du faisceau.

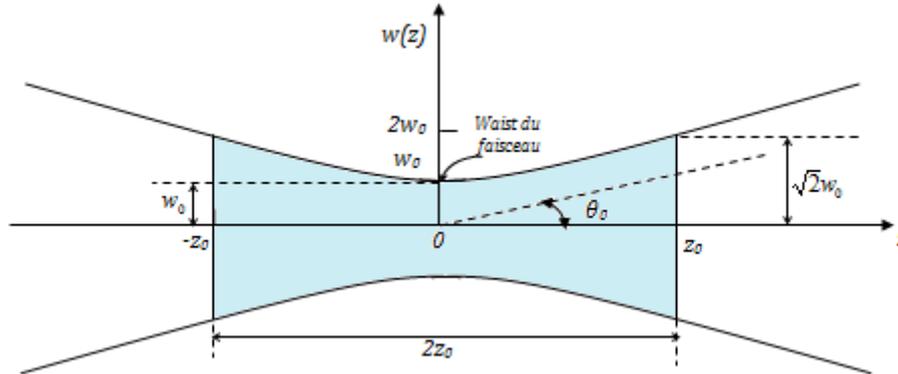


Figure 1.11 : Le rayon de faisceau $w(z)$ a sa valeur minimale w_0 à $(z = 0)$, et $\sqrt{2}w_0$ à $z = \pm z_R$, et augmente linéairement avec z .

b. Divergence du faisceau

Loin du centre du faisceau, lorsque $z \gg z_R$, le rayon du faisceau augmente approximativement linéairement avec z , déterminant un cône avec un demi-angle θ_0 . Environ 86% de la puissance du faisceau est confinée dans ce cône. La divergence angulaire du faisceau est donc définie par l'angle :

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (1.33)$$

La divergence du faisceau est directement proportionnelle au rapport entre la longueur d'onde λ et le waist du faisceau $2w_0$. Si le waist est serré, le faisceau diverge. Pour obtenir un faisceau plus directionnel, une longueur d'onde courte et une grosse taille de waist doit être utilisée.

c. Profondeur de focalisation

Comme le faisceau a sa largeur minimale à $z = 0$, Il prend sa plus petite focale au plan $z = 0$. Dans l'un ou l'autre sens, le faisceau augmente graduellement «hors-foyer». La distance axiale dans laquelle le rayon du faisceau est égal à un facteur $\sqrt{2}$ de sa valeur minimale est connue sous le nom de la profondeur de focalisation ou du paramètre confocal.

La profondeur de focalisation est deux fois la gamme de Rayleigh :

$$2z_R = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.34)$$

La profondeur de focalisation est directement proportionnelle au carré waist, et inversement proportionnelle à la longueur d'onde.

Si on met une lentille convergente dans la trajectoire du faisceau gaussien, il y'aura un changement des paramètres du faisceau.

Supposant qu'on met une lentille convergente de distance focale f dans la trajectoire d'un faisceau gaussien (figure I.12), Le nouveau waist w_2 du faisceau est calculé en utilisant l'équation (I.35) [43] :

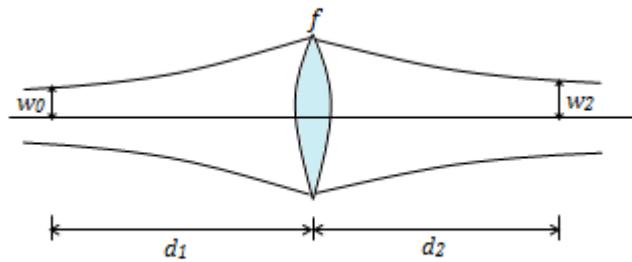


Figure I.12 : Schéma montrant les paramètres pour calculer la taille de waist d'un faisceau gaussien derrière une lentille

L'expression mathématique du nouveau waist devient :

$$w_2^2 = w_0^2 \left(1 - \frac{d_2}{f}\right)^2 \left(1 + \frac{\frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 f^2}}{\left(1 - \frac{d_1}{f}\right)^2}\right)$$

$$= \frac{w_0^2}{\frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 f^2} + \left(1 - \frac{d_1}{f}\right)^2} \quad (I.35)$$

Et lorsque $d_1=f, d_2=f$ donc w_2 s'écrit selon l'équation (I.36) :

$$w_2 = \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad (I.36)$$

La distance de Rayleigh devient :

$$z_R = \frac{\pi w_2^2}{\lambda} = \frac{\lambda f^2}{\pi w_0^2} \quad (I.37)$$

d. La phase

La phase du faisceau gaussien est donnée par :

$$\varphi(\rho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)} \quad (I.38)$$

Sur l'axe du faisceau ($\rho = 0$), la phase :

$$\varphi(0, z) = kz - \zeta(z) \quad (I.39)$$

La phase contient deux composantes. La première, kz , est la phase d'une onde plane. La seconde représente un retard de phase $\zeta(z)$ donné par (I.25) qui va d'un intervalle compris entre $-\pi/2$ (à $z \approx -\infty$) jusqu'à $+\pi/2$ (à $z \approx \infty$), comme illustré sur la figure I.13. L'excès de retard total accumulé lorsque l'onde se déplace de $z \approx -\infty$ à $z \approx \infty$ est égal à π . Ce phénomène est connu sous le nom de l'effet Guoy.

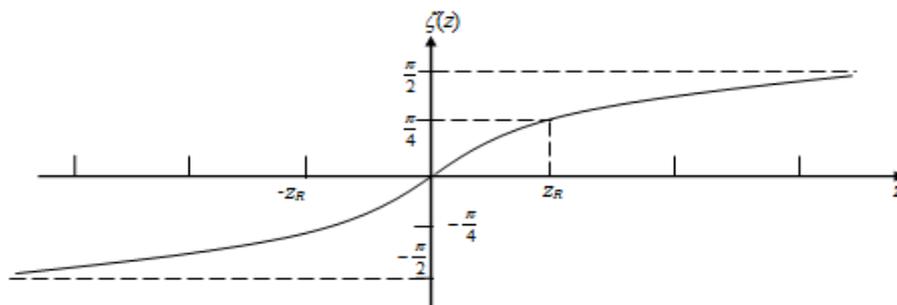


Figure I.13 : Représentation de la phase de Guoy $\zeta(z)$

e. Le Front d'onde

Les surfaces de phase constante satisfont: $k\left[z + \rho^2 / 2R(z)\right] - \zeta(z) = 2\pi q$.

Puisque $\zeta(z)$ et $R(z)$ varient relativement lentement, ils sont approximativement constants aux points situés sur chaque front d'onde. On peut donc écrire $z + \rho^2/2R = q\lambda + \zeta\lambda/2\pi$, où $R=R(z)$ et $\zeta=\zeta(z)$. C'est précisément l'équation d'une surface paraboloidale de rayon de courbure R .

Le rayon de courbure $R(z)$ est infini à $z = 0$, cela correspond aux fronts d'ondes planes. Ce rayon diminue jusqu'à une valeur minimale de $2z_R$ à $z=z_R$. C'est le point où le front d'onde prend la plus grande courbure (figure I.14). Le rayon de courbure augmente ensuite avec une augmentation supplémentaire de z jusqu'à ce que $R(z)\approx z$ pour $z\gg z_R$. Le front d'onde est donc approximativement le même que celui d'une onde sphérique. Pour des valeurs négatives de z les fronts d'ondes suivent un modèle identique, sauf s'il y a un changement de signe. Un front d'onde divergent a un rayon de courbure positif, alors qu'un front d'onde convergent a un rayon de courbure négatif.

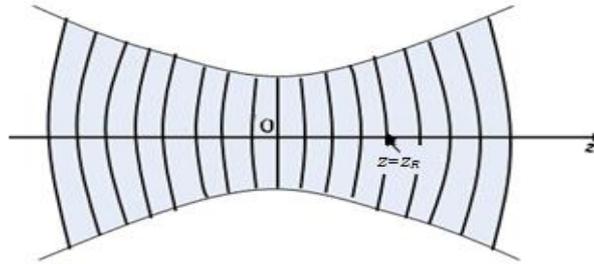


Figure I.14 : Front d'onde d'un faisceau gaussien.

I.3. Le facteur de qualité M^2

Le facteur de propagation de faisceau M^2 , est un paramètre de faisceau très utile pour caractériser des rayons laser et peut être considéré comme facteur de qualité de faisceau dans beaucoup d'applications pratique [50].

Le facteur de qualité M^2 supérieur à 1 mesure la dégradation de la qualité du faisceau par rapport au mode fondamental pris comme référence. Le facteur de qualité, par définition contient deux quantités qui sont liées au champ proche et au champ lointain :

$$\theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi w_0} = M^2 \theta_0 \quad (I.40)$$

Où w_0 représente la largeur minimum du faisceau et θ sa divergence angulaire en champ lointain. Pour le cas d'un mode TEM_{00} (faisceau gaussien) on a $M^2=1$.

La distance de Rayleigh dépend du facteur M^2 :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda M^2} \quad (I.41)$$

Pour les modes d'ordre supérieur $M^2 \geq 1$. Pour des modes d'ordre supérieur M^2 exprime combien de fois le diamètre du faisceau focalisé est plus grand que le faisceau gaussien fondamental [51].

I.4. Conclusion

Ce premier chapitre constitue une introduction aux ondes lasers. Comme notre travail est basé sur l'utilisation des faisceaux gaussiens et des faisceaux d'ordre supérieurs, on a

détaillé un peu ces faisceaux. On a décrit les expressions, les propriétés physiques et géométrique des faisceaux gaussiens ainsi que les expressions des modes gaussiens d'ordre supérieur utilisés en optique, obtenus à partir de l'équation de propagation dans le cadre de l'hypothèse paraxiale qui est le mode Hermite-Gauss et le mode Laguerre-Gauss. On a défini les paramètres caractéristiques des faisceaux gaussiens et des faisceaux d'ordre supérieur que nous avons utilisés dans ce manuscrit.

CHAPITRE II

Théorie de diffraction et optique diffractive

II.1. Introduction

Le phénomène de diffraction a été découvert par l'italien de Bologne Francesco Grimaldi (1618-1663). Son ouvrage "*De lumine*", paru en 1665, commence ainsi : « La lumière se propage non seulement directement, par réfraction ou par réflexion mais aussi d'une autre façon, par diffraction. ». Donc les premières descriptions précises ont été écrites par Francesco Maria GRIMALDI dans un traité publié après sa mort.

Le physicien néerlandais Christiaan HUYGENS (1629 - 1695) fut le premier à proposer une théorie ondulatoire de la lumière qui traitait notamment de la diffraction. Huygens a développé une construction géométrique des ondelettes secondaires pour tracer la propagation d'une onde dans le temps, il a découvert les bases conceptuelles des expériences d'interférence et de diffraction au début du 19ème siècle.

En fait, Thomas Young (1773-1829) qui a démontré la diffraction de la lumière dans sa célèbre expérience d'interférence à deux fentes (1802) avait initialement proposé l'approche pour décrire la diffraction.

C'est en 1817 qu'Augustin FRESNEL (physicien français 1788 - 1827), remporte le prix pour sa théorie de la diffraction. Il présenta ses deux mémoires sur sa théorie des propriétés de la lumière dans lesquels il donna une interprétation des phénomènes de diffraction.

Kirchhoff (1824-1887) a développé une théorie rigoureuse de la diffraction, mais sa théorie ignore également la nature vectorielle des champs de lumière.

Sommerfeld fut le premier à résoudre exactement le problème de la diffraction d'une onde plane (1896), il a modifié la théorie de Kirchhoff en utilisant la théorie de la fonction de Green. Le résultat est la théorie de diffraction de Rayleigh-Sommerfeld.

En 1923 Kottler a fait la première généralisation satisfaisante de la théorie de la diffraction vectorielle [52].

Dans ce chapitre, nous abordons en premier lieu la théorie de la diffraction, puis nous présentons plus en détail les expressions et propriétés mathématiques à travers des optiques réfractives et diffractives.

II.2. Phénomène de diffraction

La diffraction est l'ensemble des phénomènes qui ne correspondent pas aux lois de l'optique géométrique [52]. On utilisera le terme rayonnement pour qualifier toutes les émissions d'ondes électromagnétiques provenant d'un objet. Le champ rayonné correspondra à l'ensemble des champs réfléchis mais également diffractés ou du moins issus des discontinuités de la surface de l'objet.

Nous définissons ici quelques approches qui nous permettront de définir précisément le terme de diffraction employé dans ce manuscrit.

II.2.1. Principe de Huygens

Christian Huygens (1629-1695), a proposé un modèle où chaque point sur un front d'onde peut être considéré comme une source secondaire des ondelettes sphériques. L'enveloppe de ces ondelettes donne la nouvelle position du front d'ondes [53].

La figure II.1 montre la construction de Huygens. Le rayon de chaque ondelette est $v\Delta t$, où Δt est le temps mis par le front d'onde pour se déplacer de sa position précédente à la position actuelle avec la vitesse v .

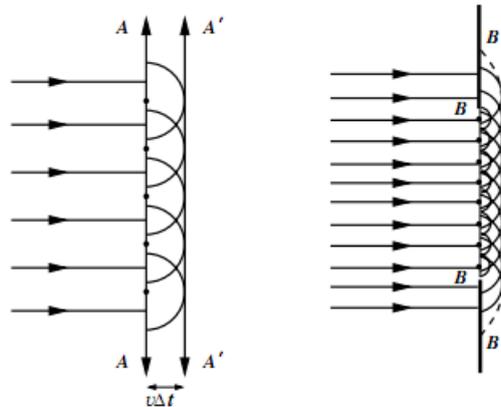


Figure II.1 : Construction de l'enveloppe de Huygens. [54]

II.2.2. Théorie de Huygens-Fresnel

Fresnel a développé une théorie mathématique de diffraction de la lumière basée sur la conception de Huygens en tenant compte de l'interférence des ondelettes secondaires [38,54]. La figure II.2, montre la géométrie de diffraction. P_s est un point source ponctuelle monochromatique et P_o est le point d'observation. La figure montre une partie du front d'onde sphérique atteignant l'ouverture Σ . Chaque point sur la partie dégagée du front d'onde dans le plan de l'ouverture devient une source des ondelettes

secondaires de Huygens. Le champ scalaire au point d'observation est la superposition des champs produits par toutes ces sources :

$$U(P_0) = \iint_{\Sigma} a_0 \frac{e^{ikr_s}}{r_s} K(\theta) \frac{e^{ikr_0}}{r_0} dS \quad (II.1)$$

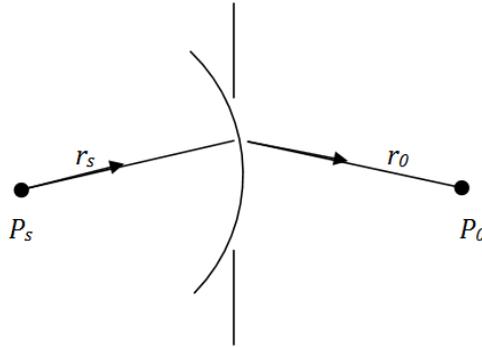


Figure II.2 : Diffraction par une ouverture.

Le facteur $\left(a_0 \frac{e^{ikr_s}}{r_s} \right)$ représente le champ incident sur l'ouverture avec k est le nombre d'onde, et (a_0) est l'amplitude de l'onde sphérique à une distance unité de la source. Le facteur e^{ikr_0} / r_0 représente l'ondelette sphérique de Huygens, émanant de n'importe quel point donné de l'ouverture. L'intégration suivant l'ouverture tient compte automatiquement de l'interférence des ondelettes secondaires. Pour assurer l'absence de la propagation en arrière des ondelettes secondaires, Fresnel introduit un facteur de direction $K(\theta)$ qui prend la valeur maximale dans la direction vers l'avant et la valeur nulle pour la propagation de nouveau à la source.

II.2.3. Théorie de diffraction de Kirchhoff

Considérant le problème de la diffraction d'une lumière monochromatique par une ouverture qui se trouve sur un écran opaque (figure II.3), le champ au point P_0 derrière l'ouverture est calculé par l'équation (II.2).

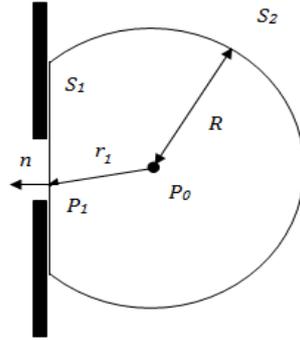


Figure II.3 : Formulation de diffraction de Kirchhoff par écran plan.

D'après Kirchhoff, la surface fermée S se compose de deux parties : la surface plate, S_1 , se trouvant directement derrière l'écran diffractant, et le grand arc sphérique S_2 avec un rayon R . Toute la surface fermée S est simplement la somme de S_1 et de S_2 [55,56]. Ainsi, en appliquant l'équation (II.2) suivante :

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ \frac{\partial U}{\partial n} \left[\frac{\exp(jkr_1)}{r_1} \right] - U \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{\exp(jkr_1)}{r_1} \right] \right\} ds \quad (II.2)$$

On obtient :

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1+S_2} \left(G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) ds \quad (II.3)$$

D'où

$$G = \frac{\exp(jkr_1)}{r_1} \quad (II.4)$$

À mesure que R augmente, S_2 s'approche d'une grande coque hémisphérique. Quand U et G sont égaux à $1/R$, la fonction à intégrer disparaîtra, rapportant une contribution de zéro suivant la surface d'intégrale de S_2 .

A partir de l'équation (II.5) :

$$\frac{\partial G(P_1)}{\partial n} = \cos(\vec{n}, \vec{r}_1) \left(jk - \frac{1}{r_1} \right) \frac{\exp(jkr_1)}{r_1} \quad (II.5)$$

On obtient :

$$\frac{\partial G}{\partial n} = \left(jk - \frac{1}{R} \right) \frac{\exp(jkR)}{R} \approx jkG \quad (II.6)$$

Pour un grand R , l'intégrale peut être réduite ainsi :

$$\iint_S \left(G \frac{\partial U}{\partial n} - U(jkG) \right) ds = \int_{\Omega} \left(\frac{\partial U}{\partial n} - jkU \right) R^2 d\omega \quad (II.7)$$

Où Ω est l'angle solide obtenu par S_2 et P_0 . L'intégrale entière suivant S_2 disparaîtra quand R devient arbitrairement grand :

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R \left(\frac{\partial U}{\partial n} - jkU \right) = 0 \quad (II.8)$$

Cette condition est connue comme la condition de rayonnement de Sommerfeld et est satisfaisante quand U disparaît au moins aussi rapidement que l'onde sphérique diverge. Elle garantit que nous traitons seulement les ondes sortantes sur S_2 , plutôt que les ondes entrantes.

Il est possible d'exprimer le champ en P_0 en termes du champ et de son dérivé normal suivant le plan infini S_1 immédiatement derrière l'écran :

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} \left(\frac{\partial U}{\partial n} G - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) ds \quad (II.9)$$

L'écran est opaque, excepté pour l'ouverture Σ . Il semble donc raisonnable que la contribution principale à l'intégrale (II.9) résulte des points de S_1 situés dans l'ouverture Σ , où on prévoit que la fonction à intégrer soit la plus grande. Kirchhoff a en conséquence adopté les prétentions suivantes :

1. À travers la surface Σ , la distribution du champ U et sa dérivé $\partial U / \partial n$ sont exactement les mêmes qu'en l'absence de l'écran.
2. suivant la partie S_1 qui se situe dans l'ombre géométrique de l'écran, la distribution du champ U et de sa dérivé $\partial U / \partial n$ sont identiquement zéro.

Ces conditions sont généralement connues comme conditions de Kirchhoff à la limite. La première nous permet de spécifier le champ incident sur l'ouverture en négligeant la présence de l'écran. La seconde nous permet de négliger toute la surface de l'intégration sauf la portion qui se trouve directement sur l'ouverture elle-même. Ainsi l'équation (II.9) devient :

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \left(\frac{\partial U}{\partial n} G - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) ds \quad (II.10)$$

La présence de l'écran perturbera inévitablement les champs sur Σ à un certain degré. En outre, l'ombre derrière l'écran n'est jamais parfait, parce que les champs se prolongeront inévitablement derrière l'écran sur plusieurs longueurs d'onde.

II.2.4. Théorie de diffraction de Fresnel-Kirchhoff

Une autre simplification de l'expression de $U(P_0)$ est obtenue en notant que la distance r_1 de l'ouverture au point d'observation est beaucoup plus grande que la longueur d'onde optique, et donc, quand $k \gg 1/r_1$, l'équation (II.5) devient :

$$\frac{\partial G(P_1)}{\partial n} \approx jk \cos(\vec{n}, \vec{r}_1) \frac{\exp(jkr_1)}{r_1} \quad (II.11)$$

Substituant cette approximation et l'expression $G(P_1) = \frac{\exp(jkr_1)}{r_1}$ pour G dans l'équation (II.10), nous obtenons l'équation (II.12) :

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \frac{\exp(jkr_1)}{r_1} \left[\frac{\partial U}{\partial n} - jkU \cos(\vec{n}, \vec{r}_1) \right] ds \quad (II.12)$$

Supposons maintenant que l'ouverture est illuminée par une onde sphérique simple, résultant d'une source ponctuelle à P_2 [38] :

$$U(P_1) = \frac{A \exp(jkr_2)}{r_2} \quad (II.13)$$

Si la distance r_2 est beaucoup plus grande que la longueur d'onde optique, alors (II.12) devient :

$$U(P_0) = \frac{A}{j\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{\exp[jk(r_2 + r_1)]}{r_2 r_1} \left[\frac{\cos(\vec{n}, \vec{r}_1) - \cos(\vec{n}, \vec{r}_2)}{2} \right] ds \quad (II.14)$$

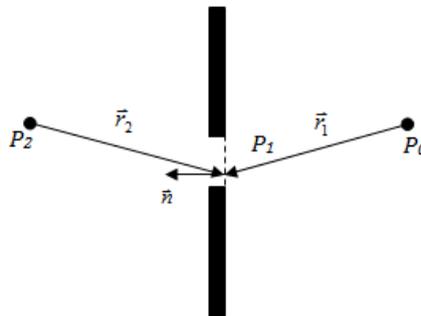


Figure II.4 : Illumination par une source ponctuelle de l'écran plan.

Ce résultat, qui est seulement pour une illumination d'un seul point source, est connu comme formule de diffraction de Fresnel-Kirchhoff.

L'équation (II.14) peut être aussi réécrite comme suit :

$$U(P_0) = \iint_{\Sigma} U'(P_1) \frac{\exp(jkr_1)}{r_1} ds \quad (II.15)$$

D'où

$$U'(P_1) = \frac{1}{j\lambda} \left[\frac{A \exp(jkr_2)}{r_2} \right] \left[\frac{\cos(\vec{n}, \vec{r}_1) - \cos(\vec{n}, \vec{r}_1)}{2} \right] \quad (II.16)$$

Maintenant l'équation (II.15) peut être interprétée par le fait que le champ au P_0 résulte d'une infinité de sources ponctuelles « secondaires » localisées dans l'ouverture elle-même. Les sources secondaires ont certaines amplitudes et phases, qui sont liées au front d'onde et aux angles d'illumination et d'observation. Des prétentions ont été faites par Fresnel ou il a fait une combinaison de la construction de Huygens et le principe d'interférence de Young. Fresnel assume ces propriétés pour obtenir des résultats précis. Kirchhoff a prouvé que de telles propriétés sont une conséquence normale de la nature de l'onde lumineuse.

II.2.5. Diffraction de Fresnel et Fraunhofer

Nous représentons certaines approximations qui permettront une présentation mathématique simple du phénomène de diffraction. Ces approximations, qui sont généralement appliquées dans beaucoup de domaines qui traitent la propagation des ondes, désignées sous le nom des approximations de Fresnel et de Fraunhofer.

Afin d'étudier la mise en forme de faisceaux qui peut être réalisée par nos éléments optiques diffractifs, nous allons utiliser l'intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff, nous allons détailler les équations qui décriront les champs incident et diffracté dans les prochains chapitres.

II.2.5.1. Diffraction de Fresnel

La théorie de Fresnel est basée sur l'hypothèse que l'onde incidente est multipliée par la fonction d'ouverture $p(x,y)$ et les propagations dans l'espace libre selon l'approximation de Fresnel [49]. Si l'onde incidente est une onde plane se propageant dans la direction z

avec l'intensité I_i , l'amplitude complexe juste après l'ouverture est $f(x, y) = I_i^{1/2} p(x, y)$.

En utilisant l'approximation de Fresnel suivante :

$$g(x, y) = h_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') \exp \left[-j\pi \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{\lambda d} \right] dx' dy' \quad (II.17)$$

La diffraction $I(x, y) = |g(x, y)|^2$ à une distance d devient :

$$I(x, y) = \frac{I_i}{(\lambda d)^2} \left| \int \int_{-\infty}^{\infty} p(x', y') \exp \left[-j\pi \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{\lambda d} \right] dx' dy' \right|^2 \quad (II.18)$$

Il est commode de normaliser toutes les distances en utilisant $(\lambda d)^{1/2}$ comme unité de distance, de sorte que $X = x/(\lambda d)^{1/2}$ et $X' = x'/(\lambda d)^{1/2}$ sont les distances normalisées (et pareillement pour y et y'). L'équation (II.18) donne alors :

$$I(X, Y) = I_i \left| \int \int_{-\infty}^{\infty} p(X', Y') \exp \left[-j\pi \left[(X - X')^2 + (Y - Y')^2 \right] \right] dX' dY' \right|^2 \quad (II.19)$$

L'intégrale de l'équation (II.19) est la convolution de $p(X, Y)$ et $\exp[-j\pi(X^2 + Y^2)]$.

Si a est le rayon de l'ouverture, le rayon de la fonction normalisée $p(X, Y)$ est $a/(\lambda d)^{1/2}$.

Le résultat de la convolution, qui dépend de la taille relative des deux fonctions, est donc dominé par le nombre de Fresnel $N_F = a^2 / \lambda d$.

Si le nombre de Fresnel est grand, la largeur normalisée de l'ouverture $a/(\lambda d)^{1/2}$ est beaucoup plus grande que la largeur du lobe principal, et la convolution rend approximativement la fonction $p(X, Y)$ plus large. Dans cette condition la diffraction de Fresnel est une ombre de l'ouverture. On note que les rayons optiques s'appliquent dans la limite $\lambda \rightarrow 0$, qui correspond à la limite $N_F \rightarrow \infty$.

II.2.5.2. Diffraction de Fraunhofer

La diffraction de Fraunhofer est la théorie de transmission de la lumière à travers des ouvertures en assumant que l'onde incidente est multipliée par la fonction d'ouverture et en utilisant l'approximation de Fraunhofer pour déterminer la propagation de la lumière dans l'espace libre au-delà de l'ouverture. L'approximation de Fraunhofer est valide si la distance de propagation d entre l'ouverture et les plans d'observation est

suffisamment grande de sorte que le nombre de Fresnel $N'_F = b^2 / \lambda d \ll 1$, où b est la distance radiale la plus grande dans l'ouverture [49].

Supposant que l'onde incidente est une onde plane d'intensité I_i propageant dans la direction z de sorte que $U(x, y) = I_i^{1/2}$, puis l'amplitude complexe $f(x, y) = I_i^{1/2} p(x, y)$.

Dans l'approximation de Fraunhofer :

$$g(x, y) = I_i^{1/2} h_0 P\left(\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d}\right) \quad (II.20)$$

D'où

$$P(v_x, v_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y) \exp[j2\pi(v_x x + v_y y)] dx dy \quad (II.21)$$

est la transformée de Fourier de $p(x, y)$ et $h_0 = (j / \lambda d) \exp(-jkd)$. La diffraction est donc :

$$I(x, y) = \frac{I_i}{(\lambda d)^2} \left| P\left(\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d}\right) \right|^2 \quad (II.22)$$

II.3. Diffraction par quelques éléments optiques diffractifs

Avant de présenter la diffraction par quelques éléments optiques diffractifs, il faut d'abord montrer les images obtenues par des optiques réfractives.

II.3.1. Les optiques réfractives

Les optiques réfractives sont des éléments qui font de l'imagerie optique. Les lentilles concaves forment toujours une image virtuelle, tandis qu'une lentille convexe peut former des images réelles et virtuelles, en fonction de la position de l'objet et de la distance focale de l'objectif. L'image des lentilles souffre à la fois d'aberrations chromatiques et achromatiques [57].

En pratique, même si une lentille soit bien conçue, elle peut provoquer une focalisation des rayons de la lumière incidente dans différents points. Un objet ponctuel à l'infini n'est pas imagé comme un point, mais plutôt comme une distribution connue sous le nom de distribution d'Airy ; voir la figure II.5.

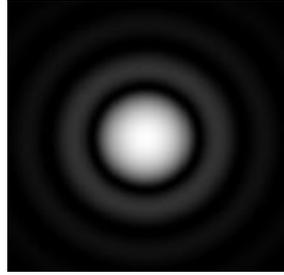


Figure II.5 : La tâche d'Airy [54].

Le rayon du disque d'Airy est $1.22\lambda f/2a$, où $2a$ est l'ouverture de l'objectif et f est la distance focale de l'objectif.

Il faut garder à l'esprit que si le faisceau incident sur la lentille a un diamètre inférieur à l'ouverture de la lentille, alors $2a$ dans l'expression doit être remplacé par le diamètre du faisceau.

Les prismes fonctionnent à la fois comme des composants réfléchissants et réfractifs. Lorsqu'ils sont utilisés comme éléments dispersifs dans les spectrographes et les monochromateurs, les prismes fonctionnent uniquement comme des composants réfractifs. Cependant, lorsqu'ils sont utilisés pour la flexion et la division du faisceau, ils utilisent à la fois la réfraction et la réflexion.

Il existe une classe de faisceaux qui se propagent sur une certaine distance sans diffraction. Ces faisceaux peuvent être générés en utilisant des optiques réfractives qui sont des axicons ou des hologrammes. Ces faisceaux sont les faisceaux de Bessel, ils ont aussi une propriété en ce qu'il présente une auto-reconstruction après avoir rencontré un obstacle.

Un vrai faisceau de Bessel, étant illimité, ne peut pas être créé. Cependant, il y a plusieurs façons pratiques de créer un faisceau qui est une approximation proche d'un vrai faisceau de Bessel, y compris la diffraction au niveau d'une ouverture annulaire, la focalisation par un axicon, et l'utilisation d'éléments diffractifs (hologrammes). La figure II.6 montre un schéma pour produire un faisceau de Bessel en utilisant un axicon. Un faisceau gaussien est incident sur l'axicon, qui produit deux ondes planes en géométrie conique. Ces ondes planes interfèrent et un faisceau de Bessel existe dans la région d'interférence.

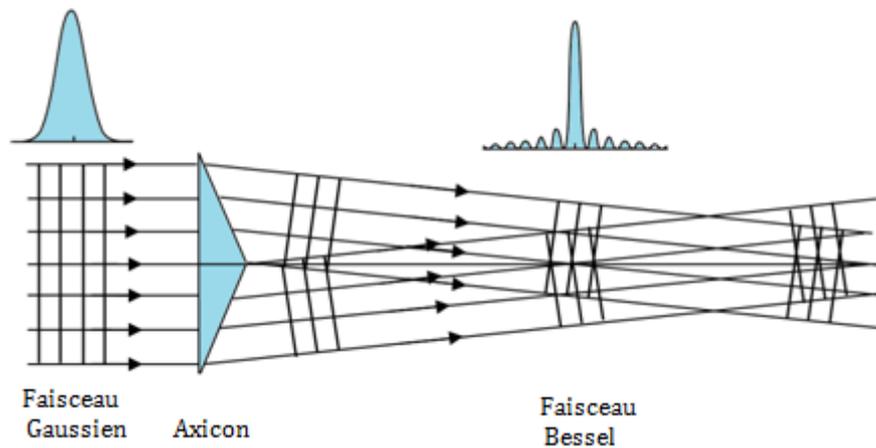


Figure II.6 : Génération d'un faisceau de Bessel avec un axicon.

Le diagramme de diffraction du faisceau de Bessel montre un point central très fort entouré d'un grand nombre d'anneaux. Les anneaux peuvent être supprimés. Cependant, l'intensité de la tâche centrale est plus faible que celle d'un faisceau gaussien de taille comparable.

En raison de plusieurs propriétés intéressantes des faisceaux de Bessel, ils trouvent des applications dans plusieurs domaines de la recherche optique, tels que le piégeage optique et la micromanipulation [58-61].

II.3.2. Les optiques diffractives

Les optiques diffractives sont très diverses, on note :

- Les éléments d'optiques simples d'amplitude ou de phase : ouvertures rectangulaires, fines ou circulaires ;
- Les éléments d'optiques complexes d'amplitude ou de phase : réseaux par réflexion, transmission avec des fonctions de structure différentes.

Dans cette partie, on définit seulement quelques optiques diffractives complexes.

a. Définition d'un réseau :

Un réseau de diffraction est un dispositif optique composé d'une série de fentes parallèles (réseau par transmission), ou de rayures réfléchissantes (réseau par réflexion). Ces traits sont espacés de manière régulière, l'espacement est appelé le « pas » du réseau [38,62].

Les réseaux diffractifs peuvent se classer en deux catégories :

- Les réseaux d'amplitude, sont des EODs dont l'information est codée par une modulation spatiale du coefficient d'absorption, donc l'efficacité de diffraction de ce type de composant ne dépasse pas 10 %,
- Les réseaux de phase, sont des EODs dont l'information est codée soit par une modulation spatiale de l'indice de réfraction du matériau constituant le composant diffractif, soit par une modulation spatiale de l'épaisseur du composant, ou des deux à la fois. L'efficacité de diffraction d'un tel composant peut atteindre 100 %.

Le principe des éléments diffractifs de phase est de présenter, sur le parcours du faisceau incident un relief en surface d'un matériau transparent et par conséquent différents chemins optiques qui permettent de modifier le déphasage du champ électrique et donc de redistribuer la distribution d'intensité en champ proche et en champ lointain.

Les réseaux diffractifs de phase sont aujourd'hui largement utilisés et de plus en plus complexes, grâce aux progrès des techniques de photo lithogravure qui permettent de réaliser d'une part des motifs de plus en plus petits et d'autre part des objets qui possèdent plusieurs niveaux de gravure [63-65].

II.3.2.1. Réseau sinusoïdal

La figure II.7, montre le profil d'un réseau sinusoïdal de phase. Ce dernier peut être obtenu seulement en enregistrant l'interférence de deux ondes planes lumineuses sur plaque holographique. Le développement de cette plaque, nous donne une variation de l'indice de réfraction dont la modulation est fonction de l'énergie d'exposition.



Figure II.7 : Réseau sinusoïdal.

Considérons un réseau de phase sinusoïdal mince défini par la fonction de transmission d'amplitude suivante : [66]

$$t_A(\xi, \eta) = \exp\left[j\frac{m}{2}\sin(2\pi f_0\xi)\right] \text{rect}\left(\frac{\xi}{g}\right) \text{rect}\frac{\eta}{g} \quad (II.23)$$

g est le pas du réseau, f_0 est la fréquence spatiale et m est la profondeur de modulation du milieu.

Si le réseau est éclairé normalement par une onde plane, alors la distribution du champ immédiatement derrière l'écran est donnée en faisant les simplifications suivantes :

$$\exp\left[j\frac{m}{2}\sin(2\pi f_0\xi)\right] = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \exp(j2\pi q f_0\xi) \quad (II.24)$$

Où J_q est une fonction de Bessel du premier espèce d'ordre q . Ainsi :

$$F\left\{\exp\left[j\frac{m}{2}\sin(2\pi f_0\xi)\right]\right\} = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \delta(f_x - qf_0, f_y) \quad (II.25)$$

Et

$$\begin{aligned} F\{t_A(\xi, \eta)\} &= \\ &= [A \text{sinc}(gf_x) \text{sinc}(gf_y)] \otimes \left[\sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \delta(f_x - qf_0, f_y) \right] \\ &= \sum_{q=-\infty}^{\infty} A J_q\left(\frac{m}{2}\right) \text{sinc}[g(f_x - qf_0)] \text{sinc}(gf_y) \end{aligned} \quad (II.26)$$

Ainsi, le champ peut être écrit :

$$\begin{aligned} U(x, y) &= \frac{A}{j\lambda z} e^{jkz} e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \\ &\times \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \text{sinc}\left[\frac{g}{\lambda z}(x - qf_0\lambda z)\right] \text{sinc}\left(\frac{gy}{\lambda z}\right) \end{aligned} \quad (II.27)$$

Et l'intensité est égale à :

$$I(x, y) \approx \left(\frac{A}{\lambda z}\right)^2 \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q^2\left(\frac{m}{2}\right) \text{sinc}^2\left[\frac{g}{\lambda z}(x - qf_0\lambda z)\right] \text{sinc}^2\left(\frac{gy}{\lambda z}\right) \quad (II.28)$$

II.3.2.2. Réseau échelle (blaze)

Un réseau échelle est constitué de N bandes réfléchissantes planes parallèles de même largeur $2b$ et décalées perpendiculairement les unes par rapport aux autres d'une même

distance $2a$. On appelle α l'angle entre les bandes réfléchissantes et la direction d'ensemble du réseau [67-69].

On éclaire le réseau normalement à la direction des bandes réfléchissantes par une onde plane monochromatique (de longueur d'onde λ). On étudie la lumière diffractée dans un plan de section principale.

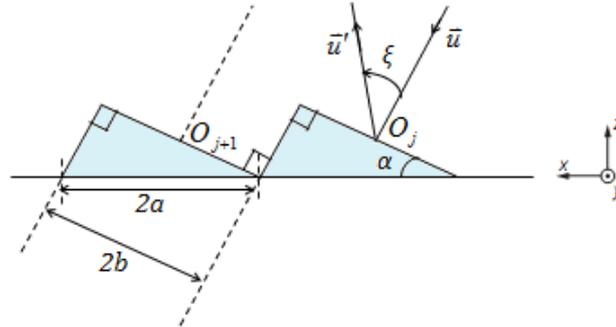


Figure II.8 : Réseau échelette.

Le champ électrique associé à l'onde diffractée par une bande de largeur $2b$ est calculé d'après le principe de Huygens-Fresnel, on trouve :

$$U = U_0 \int_{-b}^b \exp\left(-j\left(\frac{2\pi x \sin \xi}{\lambda}\right)\right) dx = 2bU_0 \operatorname{sinc}\left[\frac{2b\pi}{\lambda} \sin \xi\right] \quad (II.29)$$

L'intensité diffractée par l'ensemble du réseau s'obtient directement :

$$I = I_i I_d \quad (II.30)$$

Où I_i est l'intensité lumineuse caractéristique d'un réseau :

$$I_i = \left[\frac{1}{N} \frac{\sin\left(N\frac{\phi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\phi}{2}\right)} \right]^2 \quad \text{avec} \quad \phi = \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{u}' - \vec{u}) \cdot \overrightarrow{O_j O_{j+1}} \quad (II.31)$$

I_d est l'intensité lumineuse que produirait un seul motif du réseau :

$$I_d = I_0 \operatorname{sinc}^2\left[\frac{2b\pi}{\lambda} \sin \xi\right] \quad (II.32)$$

L'intensité lumineuse dans la direction ξ , s'écrit finalement comme suit :

$$I(\xi) = I_0 \cdot \left[\operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi b \sin \xi}{\lambda}\right) \frac{\sin\left(\frac{N\phi(\xi)}{2}\right)}{N \sin\left(\frac{\phi(\xi)}{2}\right)} \right]^2 \quad (II.33)$$

Avec

$$\phi = -\frac{4\pi}{\lambda} a [\sin \alpha + \sin(\alpha - \xi)] \quad (II.34)$$

II.3.2.3. Réseaux à échelon de Michelson

L'échelon de Michelson est un réseau échelette en forme d'escalier qui fonctionne soit par transmission, soit par réflexion.

En 1889, Albert Abraham Michelson (1852-1931) a conçu un spectroscopie à échelon avec un ordre d'interférence élevé et ceci pour augmenter la résolution.

On considère un échelon de Michelson, constitué par un empilement de N lames de verre transparentes identiques, de même épaisseur « e » et décalées chacune par rapport à la suivante d'une même largeur a . Les espaces découverts entre les lames jouent le rôle des traits d'un réseau dont on observe la figure de diffraction à l'infini. L'échelon est éclairé normalement par un faisceau parallèle de lumière monochromatique. La figure II.9, montre la marche des rayons diffractés par l'échelon. [69,70]

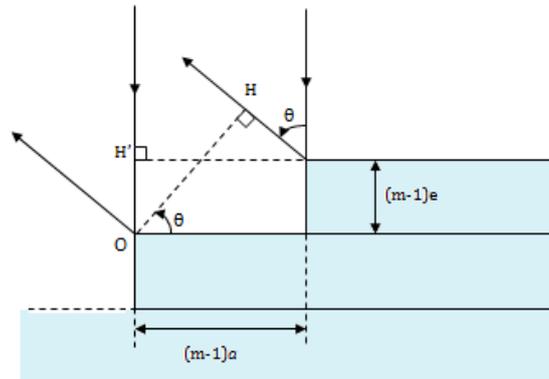


Figure II.9 : Echelon de Michelson.

L'amplitude diffractée par un échelon a pour expression :

$$U = k' e^{i\alpha t} \int_0^a \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda} \sin \theta \cdot x\right) dx \quad (II.35)$$

Avec $k' = -\frac{2\pi}{\lambda} e$

L'intégration conduit à un terme en sinus cardinal :

$$U = k' a e^{i\alpha t} \exp\left(-\frac{i\pi a}{\lambda} \sin \theta\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta\right) \quad (II.36)$$

Chapitre II. Théorie de diffraction et optique diffractive

La différence de marche entre la source S à l'infini et le point d'observation M à l'infini dans la direction θ pour les deux rayons à considérer est :

$$\Delta\varphi_m = (m-1)\Delta\varphi = (m-1)\frac{2\pi}{\lambda}[a \sin \theta - e(1 + \cos \theta)] \quad (II.37)$$

Pour déterminer l'amplitude diffractée à l'infini pour l'ensemble du réseau, nous allons utiliser le fait que l'amplitude diffractée par l'ensemble de ces échelons identiques sera le produit d'un terme d'interférence par l'amplitude diffractée par un seul échelon :

$$\begin{aligned} U &= k'ae^{i\omega t} \exp\left(-\frac{i\pi a}{\lambda} \sin \theta\right) \sin c\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta\right) \times \sum_{m=1}^N (\exp(i\Delta\varphi))^{m-1} \\ &= k'ae^{i\omega t} \exp\left(-\frac{i\pi a}{\lambda} \sin \theta\right) \sin c\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta\right) \times \frac{1 - \exp(iN\Delta\varphi)}{1 - \exp(i\Delta\varphi)} \end{aligned} \quad (II.38)$$

Soit encore :

$$U = k'ae^{i\omega t} \exp\left(-\frac{i\pi a}{\lambda} \sin \theta\right) \sin c\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta\right) \times \frac{\exp\left(i\frac{N}{2}\Delta\varphi\right)}{\exp\left(i\frac{1}{2}\Delta\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N}{2}\Delta\varphi\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}\Delta\varphi\right)} \quad (II.39)$$

En injectant l'expression de $\Delta\varphi$, on obtient finalement l'intensité :

$$I = I_0 \underbrace{\sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)}_{\text{diffraction par un échelon}} \frac{\sin^2\left(\frac{N\pi}{\lambda} [a \sin \theta - e(1 + \cos \theta)]\right)}{\underbrace{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} [a \sin \theta - e(1 + \cos \theta)]\right)}_{\text{terme d'interférences}}} \quad (II.40)$$

Le terme dû à la diffraction par un échelon va donner l'enveloppe en sinus cardinal au carré, dont la première annulation est pour $\sin\theta = \lambda/a$. En effet, le maximum de ce terme est obtenu à chaque fois que le dénominateur s'annule, donc lorsque :

$$a \sin \theta - e(1 + \cos \theta) = p\lambda \quad (II.41)$$

En supposant l'angle θ petit, $\sin\theta \simeq \theta$ et $\cos\theta \simeq 1$; ainsi, la direction du pic principal θ_p dans l'ordre p est telle que :

$$\theta_p = p\frac{\lambda}{a} + \frac{2e}{a} \quad (II.42)$$

Pour $e=0$, on retrouve la formule du réseau éclairé sous incidence normale.

L'éclairement est tracé sur la figure II.10 dans un cas général.

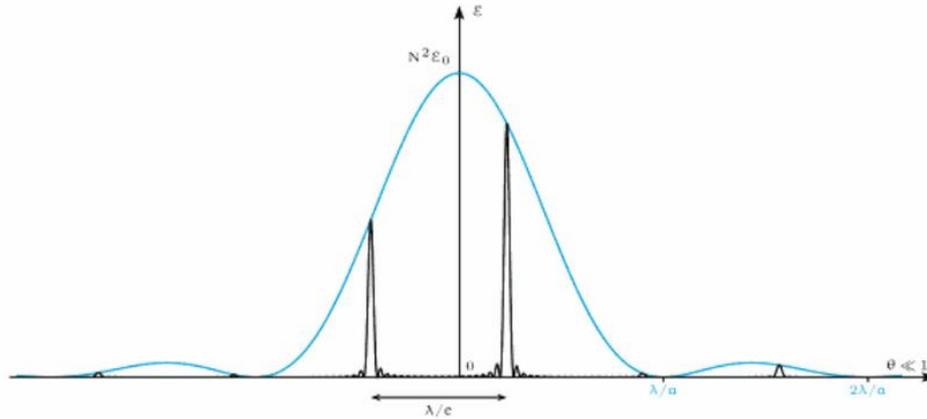


Figure II.10 : Eclairement diffracté par un échelon de Michelson dans un cas général (en noir) ; l'enveloppe en sinus cardinal au carré due à la diffraction par un échelon est en couleur [69].

L'éclairement maximal est obtenu lorsqu'un pic s'aligne avec le maximum du sinus cardinal, donc lorsque $\theta=0$.

Pour l'ordre p , il faut vérifier :

$$\theta_p = 0 = p \frac{\lambda}{a} + \frac{2e}{a} \quad (II.43)$$

Soit $p\lambda + 2e = 0$. Comme $e \gg \lambda$, l'ordre est très élevé (en valeur absolue).

Plus l'ordre est élevé, plus le pouvoir de résolution du réseau est important. En effet, la direction des maxima principaux est d'autant plus sensible à la longueur d'onde λ que l'ordre p est plus élevé ; la dispersion en fonction de la longueur d'onde est ainsi plus grande. L'échelon de Michelson, comme les réseaux à échelettes de manière générale, permet de travailler dans un ordre élevé tout en conservant une excellente luminosité.

II.3.3. Application des EODs

Un DOE peut être utilisé pour modifier l'amplitude, la phase et la polarisation d'un faisceau incident afin qu'il se concentre sur une distribution d'intensité ciblée sur le plan image [71]. La mise en forme des faisceaux peut améliorer les performances en lithographie optique, le traitement des matériaux à base de laser, l'écriture laser directe, les applications chirurgicales et le stockage de données optiques [72]. On peut citer aussi d'autres applications des EOD tel que : la spectroscopie ; les télécommunications ; récemment dans les cellules photovoltaïques pour augmenter l'énergie captée par ces dernières ; les réseaux peuvent être utilisés comme compresseur ou élargisseur de

faisceau laser ; la conversion de la forme des faisceaux laser tel que la conversion d'une distribution gaussienne en une distribution Laguerre-Gauss ou Hermite-Gauss ou inversement [63].

II.4. Conclusion

Dans ce deuxième chapitre nous avons présenté la théorie de diffraction et quelques approches qui nous permettront de définir ce phénomène. Nous avons présenté aussi la diffraction par quelques éléments optiques diffractifs, en commençant par déterminer l'optique réfractive afin de bien comprendre les optiques diffractives. Comme notre travail est basé sur l'étude des différents EODs et surtout les réseaux de diffraction, on a détaillé les différents aspects théoriques de quelques réseaux de diffraction ainsi que leurs expressions et propriétés mathématiques. Nous avons terminé ce chapitre par présenter quelques applications de ces éléments optiques diffractifs.

CHAPITRE III

Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs simples

III.1. Introduction

Les optiques diffractives sont très utiles et jouent un rôle très important dans différents domaines. Les sources lasers imposent généralement un profil radial d'intensité circulaire gaussienne, qui n'est pas optimal pour certaines applications : par exemple, si nous désirons faire un trou dans un matériau quelconque, il est inutile d'apporter de l'énergie au centre du trou. Le perçage sera d'autant plus performant que l'énergie sera déposée sur le périmètre : il est donc préférable d'utiliser un anneau de lumière.

La conception de cette distribution d'énergie, nécessite des optiques diffractives simples.

Ce chapitre comprend deux parties :

- Une première partie destinée pour la simulation numérique sous environnement Matlab, des distributions d'énergies axiales et radiales à travers des trous d'amplitudes et de phase ;
- Une deuxième partie est consacrée à la vérification expérimentale de ces distributions d'énergies avec des composants optiques diffractifs réalisés au sein de notre laboratoire.

III.2. Diffraction à travers une ouverture d'amplitude

Les optiques diffractives d'amplitude sont a priori les objets modifiant l'amplitude du signal incident, on peut citer les optiques diffractives d'amplitude les plus connues telles que le diaphragme et la fente.

Par définition, ces objets ne transmettent que partiellement le faisceau incident ; ils jouent d'ailleurs essentiellement le rôle d'atténuateurs.

III.2.1. Distribution radiale d'intensité à travers un trou d'amplitude

On commence par définir les équations que nous utilisons pour faire la mise en forme à travers le trou d'amplitude. Le faisceau incident a un profil radial gaussien.

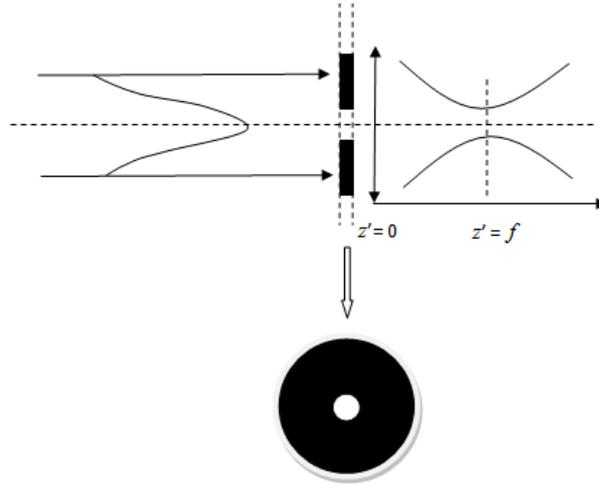


Figure III.1 : Schéma de diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou d'amplitude.

Le champ électrique pourra alors être décrit en coordonnées cylindriques par l'équation (I.22).

On peut donc calculer le champ diffracté derrière l'élément optique diffractif dans un plan d'observation situé en z' en utilisant l'intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff :

$$E(r, z') = \frac{2\pi \exp(ikz')}{i\lambda z'} \int_{EOD} U \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z'}\right) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z'} r\rho\right) \rho d\rho \quad (III.1)$$

Où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0.

Comme nous nous intéressons à la distribution radiale de l'intensité $I(r, z') = |E(r, z')|^2$, nous pouvons éliminer les termes de phases qui n'agissent pas sur I , donc :

$$E(r, z') = \frac{2\pi}{\lambda z'} \int_{EOD} U \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z'}\right) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z'} r\rho\right) \rho d\rho \quad (III.2)$$

En présence d'une lentille convergente de focale f , l'équation (III.2) devient :

$$E(r, z') = \frac{2\pi}{\lambda z'} \int_{EOD} U \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z'}\right) \exp\left(-\frac{ik\rho^2}{2f}\right) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z'} r\rho\right) \rho d\rho \quad (III.3)$$

On a choisi le waist de faisceau confondu avec l'élément diffractant ; donc $z=0$; U sera simplifié et devient :

$$U(\rho, 0) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2}\right) \quad (III.4)$$

Chapitre III : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs simples

Au début, on calcule la distribution radiale de l'intensité à travers le trou d'amplitude pour différentes ouvertures ρ_0 (figure III.2). On a choisi $\lambda=632.8\text{nm}$, $w_0=1\text{mm}$, $f=50\text{mm}$.

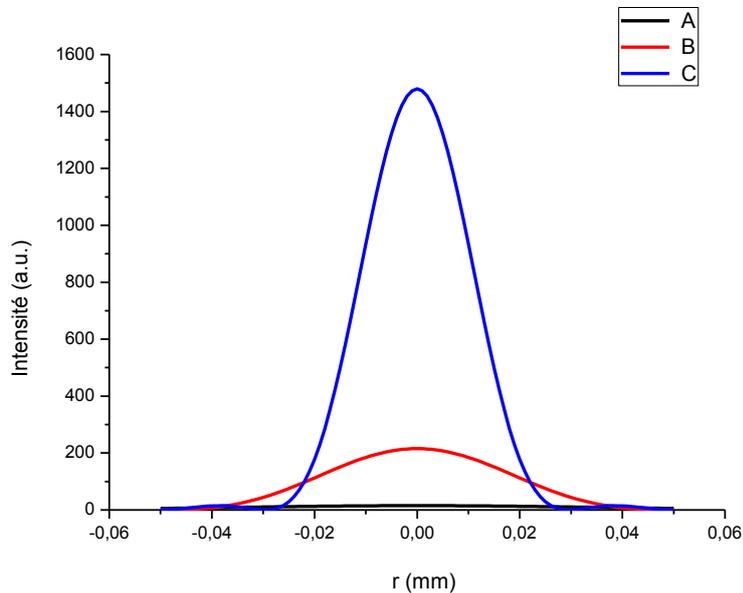


Figure III.2 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou d'amplitude de rayon : (a) $\rho_0=0,2\text{mm}$, (b) $\rho_0=0,4\text{mm}$, (c) $\rho_0=0,7\text{mm}$.

Nous remarquons un lobe central très intense et des lobes secondaires (c'est la figure de diffraction). On remarque aussi que chaque fois qu'on diminue le diamètre de l'ouverture le faisceau s'élargit et son intensité devient faible, c'est le cas de la diffraction par un diaphragme (figure III.3).

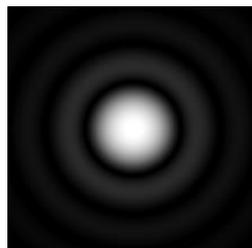


Figure III.3 : Figure de diffraction à travers un diaphragme.

Quand l'ouverture est grande, la tâche d'Airy disparaît et on voit une seule tache centrale brillante avec une intensité plus élevée, dans ce cas il n'y a pas un phénomène de diffraction.

Dans un trou d'amplitude la résolution est faible, parce qu'il n'y a pas de mise forme du faisceau par l'élément diffractant, et aussi il y a une perte d'énergie donc l'intensité est faible.

En utilisant le logiciel Origin et en appliquant la fonction de lissage gaussienne, on trouve pour une ouverture diffractante de diamètre $\rho_0=0.7\text{mm}$, une largeur à mi-hauteur FWHM égale à $23,56\mu\text{m}$.

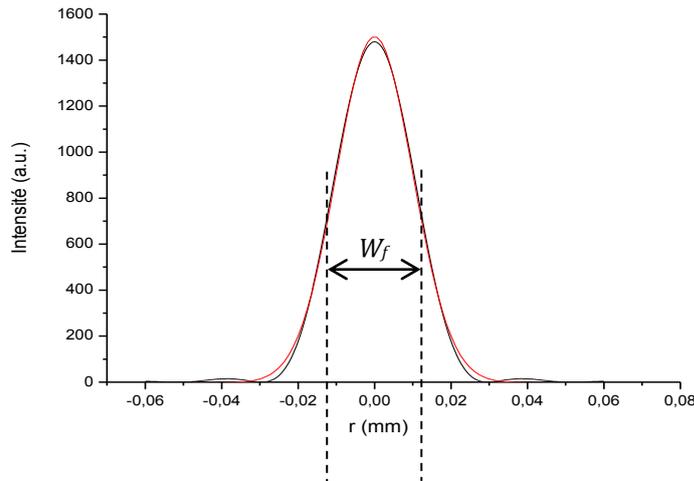


Figure III.4 : La largeur FWHM du faisceau diffracté par un trou d'amplitude de diamètre $\rho_0=0.7\text{mm}$.

III.2.2. Distribution axiale d'intensité à travers un trou d'amplitude

Pour retrouver la distribution de l'intensité sur l'axe, il faut mettre ($r=0$) donc $J_0(0)=1$, donc la formule (III.2) (distribution d'intensité sans lentille) peut être simplifiée et devient sous la forme :

$$E(0, z') = \frac{2\pi}{\lambda z'} \int_{EOD} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2}\right) \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z'}\right) \rho d\rho \quad (III.5)$$

La figure III.5, représente la distribution d'intensité axiale pour une ouverture $\rho_0=0,7\text{mm}$:

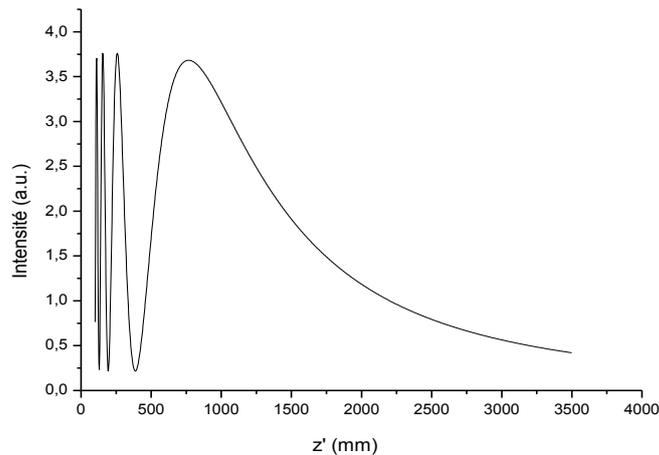


Figure III.5 : Distribution d'intensité axiale pour un trou d'amplitude d'ouverture $\rho_0 = 0,7\text{mm}$.

La courbe de la figure III.5, est composée de deux parties. La première montre de nombreuses oscillations qui correspondent à des maxima et des minima locaux de l'intensité sur l'axe. La deuxième partie par contre, montre une stabilité de l'intensité puis décroît régulièrement. On remarque aussi que le maximum de l'énergie est situé à la distance $z' \approx 750\text{mm}$, donc on peut dire qu'il y a dans ce plan un confinement de l'intensité puis le faisceau diverge quand z' augmente.

Pour séparer entre le champ proche et le champ lointain, il faut calculer le nombre de Fresnel N_f . La valeur de $N_f = 1$ fixe la limite entre le champ lointain qui est donné pour $N_f < 1$ et le champ proche, est donné pour $N_f > 1$ [73].

$$N_f = \left[\frac{1}{R_c} + \frac{1}{z'} \right] \frac{\rho_0^2}{\lambda} \quad (III.6)$$

Dans notre cas, le waist du faisceau est confondu avec l'élément diffractif, on a alors :

$$\frac{1}{R_c} \rightarrow 0.$$

Pour $z' = 750\text{mm}$, on a trouvé $N_f = 1,033 > 1$. Donc, on peut conclure que le plan de focalisation de la lumière se situe dans le champ proche.

III.3. Diffraction à travers une fente d'amplitude

III.3.1. Distribution radiale d'intensité à travers une fente d'amplitude

Pour analyser les distributions d'intensité à travers ce genre d'objets diffractants, il faut utiliser des coordonnées cartésiennes.

La figure III.6 illustre le schéma de principe de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente fine d'amplitude de largeur $2x_0$.

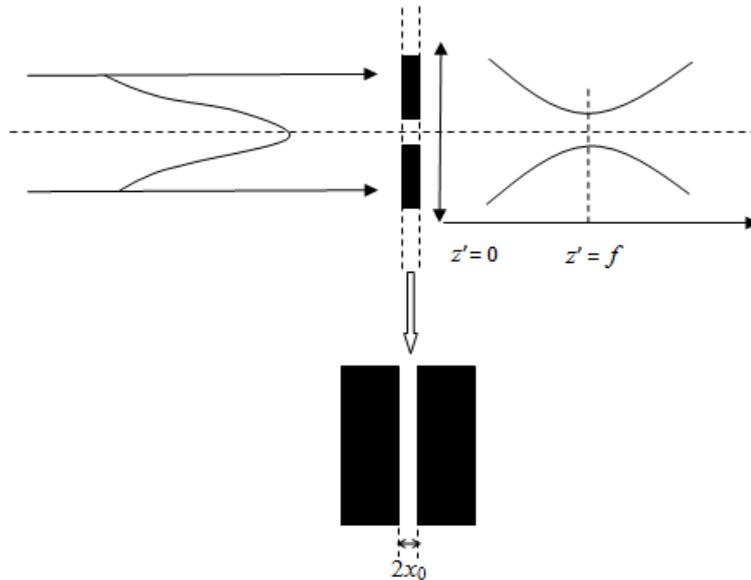


Figure III.6 : Schéma de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente d'amplitude.

L'équation mathématique de l'amplitude de l'onde onde incidente est donnée comme suit :

$$U(x, y, z) = \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \exp\left[i\left(kz - \xi(z) + \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)}\right)\right] \quad (III.7)$$

On calcule le champ diffracté derrière l'élément optique diffractif dans un plan d'observation situé en z' en utilisant l'intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff :

$$E(x', y', z') = \frac{i}{\lambda} \iint_{EOD} U \exp\left[\frac{\exp(-ikd)}{d}\right] dx dy \quad (III.8)$$

Où d est la distance entre le plan diffractant et plan d'observation. Le plan (x,y) correspond au plan de l'objet diffractant, alors que le plan (x',y') correspond au plan d'observation.

$$d = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z'^2} \quad (III.9)$$

Si l'on fait l'hypothèse que le point P n'est pas très éloigné de l'axe z , alors l'approximation paraxiale peut être appliquée. Il en résulte deux niveaux

Chapitre III : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs simples

d'approximation quand on exprime la variable d dans le terme $(\exp(ikd)/d)$ de l'équation (III.8) :

- Au dénominateur $d \approx z'$.
- Au numérateur $d \approx z' + \frac{(x'-x)^2 + (y'-y)^2}{2z'}$

Il en résulte :

$$E(x', y', z') = \int_{EOD} \exp\left(\frac{-x^2}{w^2}\right) \exp\left[-ik \frac{(x'-x)^2}{2z'}\right] dx \quad (III.10)$$

$$\cdot \int_{EOD} \exp\left(\frac{-y^2}{w^2}\right) \cdot \exp\left[-ik \frac{(y'-y)^2}{2z'}\right] dy$$

En présence d'une lentille convergente de focale f , on doit ajouter dans l'équation (III.10) le facteur complexe associé à la lentille qui est donnée par :

$$\tau_L(x, y) = \exp\left[-ik \frac{(x^2 + y^2)}{2f}\right] \quad (III.11)$$

On calcule la distribution radiale de l'intensité à travers la fente d'amplitude au point focal d'une lentille convergente $f=50\text{mm}$ pour différentes largeurs de fente $2x_0$ (figure III.7). On a choisi $\lambda=632.8\text{nm}$, $w_0=1\text{mm}$.

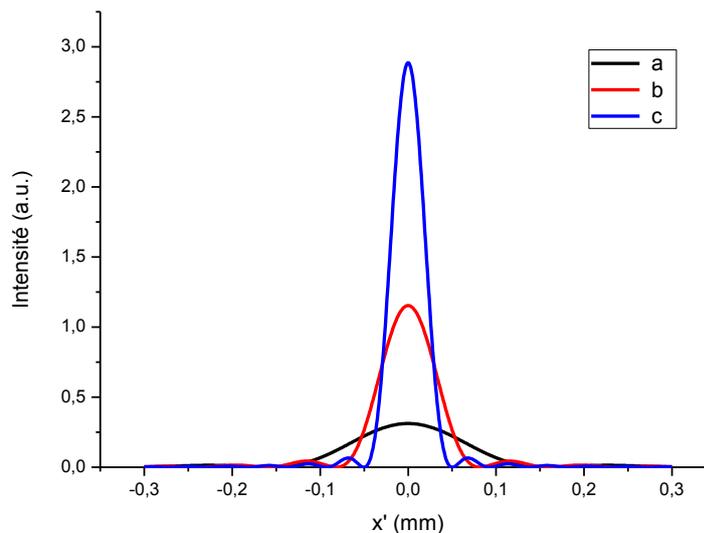


Figure III.7 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente d'amplitude de largeur : (a) $x_0= 0,2\text{mm}$, (b) $x_0= 0,4\text{mm}$, (c) $x_0= 0,7\text{mm}$.

Sur cette figure, on remarque que la largeur de la fente influe sur l'intensité, le nombre de lobes ainsi que l'étalement du faisceau diffracté.

III.3.2. Distribution axiale d'intensité à travers une fente d'amplitude

Pour retrouver la distribution de l'intensité sur l'axe, il faut mettre ($x'=y'=0$) dans l'équation (III.10).

La figure III.8, représente la distribution d'intensité axiale pour une fente d'amplitude de largeur $x_0= 0,7\text{mm}$:

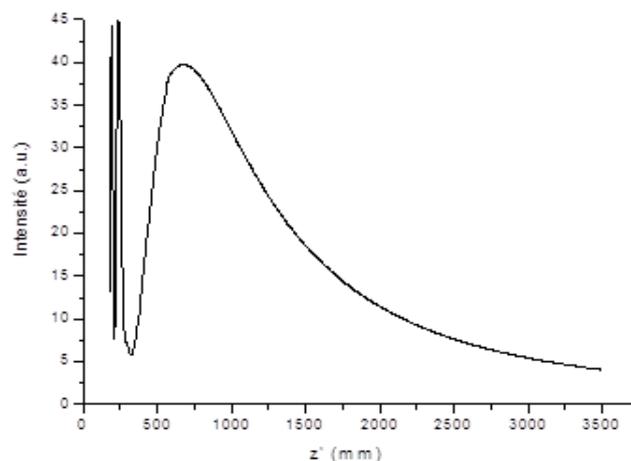


Figure III.8 : Distribution d'intensité axiale pour une fente d'amplitude $x_0= 0,7\text{mm}$.

La courbe de la figure III.8, ressemble à celle d'une ouverture d'amplitude. Dans ce cas, on remarque que le maximum de l'énergie est situé à la distance $z' \approx 750\text{mm}$. Pour ce point on a trouvé $N_f = 1,033 > 1$. Donc, on peut conclure aussi que le plan de focalisation de la lumière d'une fente d'amplitude se situe dans le champ proche.

III.4. Diffraction à travers un trou de phase

Le principe des éléments diffractifs de phase est de présenter, sur le parcours du faisceau incident un relief en surface d'un matériau transparent et par conséquent différents chemins optiques qui permettent de modifier le déphasage du champ électrique en fonction des coordonnées X et Y et donc de redistribuer la distribution d'intensité diffracté par ces éléments. Parmi ces optiques diffractives simples, on cite le trou de phase et la fente de phase.

III.4.1. Distribution radiale d'intensité à travers un trou de phase

La figure III. 9 illustre le schéma de principe du passage d'un faisceau gaussien à travers une optique diffractive de phase binaire creusée d'un trou de diamètre $2\rho_0$ et de profondeur e .

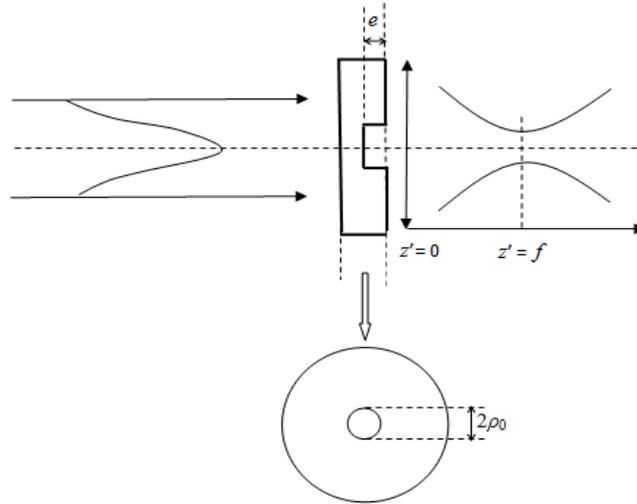


Figure III.9 : Schéma de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou de phase.

La fonction de transmission d'un trou de phase est donnée par :

$$\tau(\rho) = \begin{cases} 1 & \text{si } \rho > \rho_0 \\ \exp(-i\delta) & \rho \leq \rho_0 \end{cases} \quad (III.12)$$

Où ρ est la coordonnée radiale dans le plan de l'optique de phase et δ le déphasage créé par l'élément de phase.

Le faisceau incident a un profil radial gaussien et le waist du faisceau est confondu avec l'élément de phase diffractant, et à la présence d'une lentille convergente de focale f ; le champ électrique pourra être décrit par :

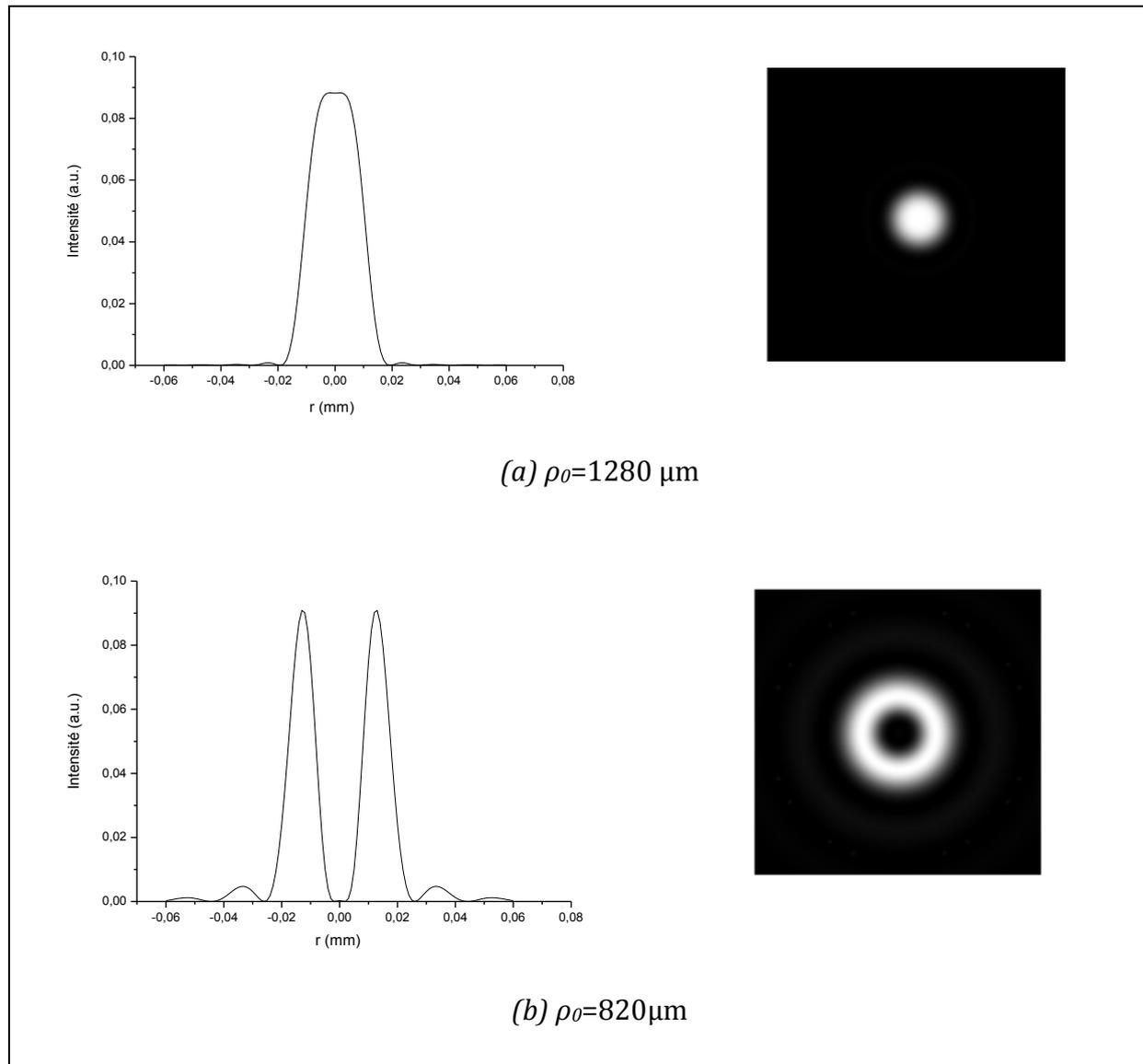
$$E(r, z') = \frac{2\pi}{\lambda z'} \int_{EOD} E_d(\rho, 0) \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z'}\right) \cdot \exp\left(-\frac{ik\rho^2}{2f}\right) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z'} r\rho\right) \rho d\rho \quad (III.13)$$

Avec :

$$E_d(\rho, 0) = \begin{cases} U(\rho, 0) & \text{pour } \rho > \rho_0 \\ U(\rho, 0) \cdot \exp(-i\delta) & \text{pour } \rho \leq \rho_0 \end{cases} \quad (III.14)$$

Chapitre III : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs simples

On calcule la distribution radiale de l'intensité à travers le trou de phase pour les mêmes conditions d'un trou d'amplitude, on a choisi un déphasage de π . On a fait nos calculs pour différentes ouvertures ρ_0 (figure III.10) :



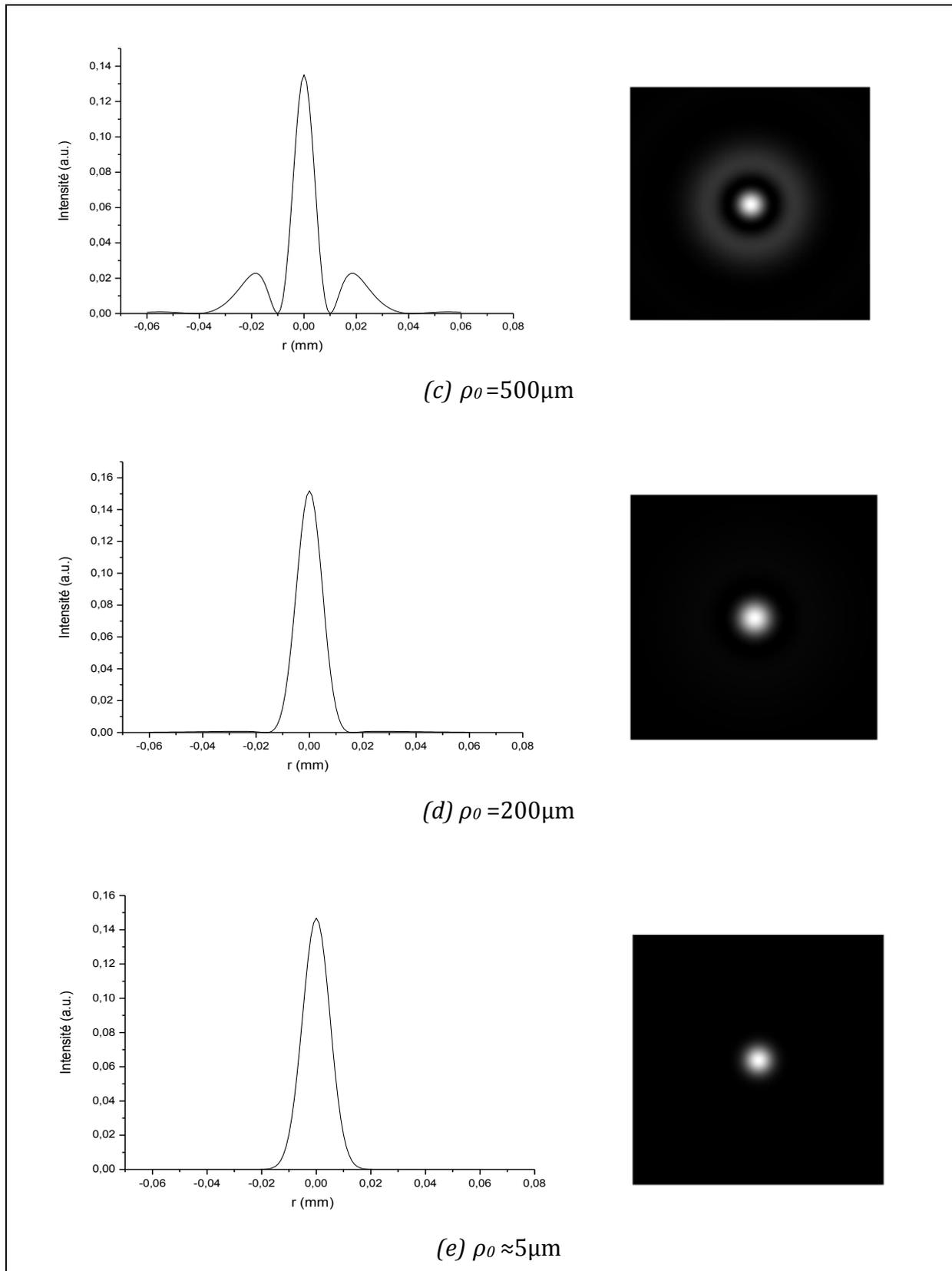


Figure III.10 : Les distributions d'intensités radiales obtenues à travers un trou de phase de différentes ouvertures : (a) $\rho_0 = 1,4\text{mm}$, (b) $\rho_0 = 0,9\text{mm}$, (c) $\rho_0 = 0,5\text{mm}$, (d) $\rho_0 = 0,2\text{mm}$, (e) $\rho_0 = 0,005\text{mm}$.

Chapitre III : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs simples

Nous remarquons d'après les courbes qu'à l'infini ou bien au plan focal d'une lentille convergente, le trou de phase est capable de transformer un faisceau incident gaussien en d'autres formes de faisceaux dont l'allure est proche de celle d'un faisceau super-gaussien en faisant varier le diamètre du trou de phase. D'après les courbes nous voyons différentes distributions d'intensité qui sont utiles pour différentes applications comme le profil annulaire et un profil uniforme au centre, on remarque aussi qu'un trou de phase d'une ouverture $\rho_0 = 820 \mu\text{m}$ et d'une ouverture $\rho_0 = 500 \mu\text{m}$ transforme un faisceau d'entrée gaussien à un faisceau gaussien d'ordre supérieur Laguerre-Gauss LG10 et LG02. Par contre, le trou d'amplitude, garde la même allure gaussienne et il agit seulement sur l'énergie et la largeur du faisceau. Donc, l'avantage d'un trou de phase est qu'il est capable de mettre en forme le faisceau en champ lointain.

Pour une très faible ouverture $\rho_0 \approx 5 \mu\text{m}$, nous obtenons un profil gaussien parfait avec une largeur FWHM égale à $11,86 \mu\text{m}$ et une intensité élevée. Ceci montre que la résolution de ce composant est beaucoup plus élevée en comparaison avec un trou d'amplitude

Comme application des faisceaux mise en forme par les optiques diffractives qu'on a étudié, on peut citer à titre d'exemple l'intérêt de l'utilisation d'un faisceau laser de forme annulaire. Quelques recherches effectuées comme celles de [74,75] ; leurs travaux sont basés sur l'étude des atomes froids. Les applications des atomes froids se sont diversifiées et touchent de nombreux champs de la physique. Les découvertes concernant le refroidissement d'atomes par le laser se sont enchaînées.

Pour produire des sources d'atomes froids, ces atomes étant attirés par les zones sombres. Afin d'obtenir des faisceaux contenant des zones noires, les lasers doivent être façonnés, et pour sculpter la répartition d'intensité du laser ; nous pouvons utiliser les optiques diffractives, l'holographie...

Une nouvelle méthode basée sur le confinement des atomes à l'intérieur d'un tube de lumière créé en utilisant un mode LG. Donc, en utilisant un anneau de lumière ; les atomes sont alors attirés au centre de l'anneau et ne peuvent pas s'en échapper car l'anneau de lumière les repousse vers le centre. L'intérêt de ce système réside dans le fait que les atomes ne diffusent que peu de lumière, ce qui limite leur chauffage.

III.4.2. Distribution axiale d'intensité à travers un trou de phase

Pour retrouver la distribution de l'intensité sur l'axe, il faut mettre ($r=0$) donc $J_0(0)=1$, donc la formule (III.13) (distribution d'intensité sans lentille) peut être simplifiée et devient sous la forme :

$$E(0, z') = \frac{2\pi}{\lambda z'} \int_{EOD} E_d(\rho, 0) \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z'}\right) \rho d\rho \quad (III.15)$$

La figure III. 11 montre la distribution d'intensité axiale à travers un trou de phase de diamètre $\rho_0= 0,7\text{mm}$:

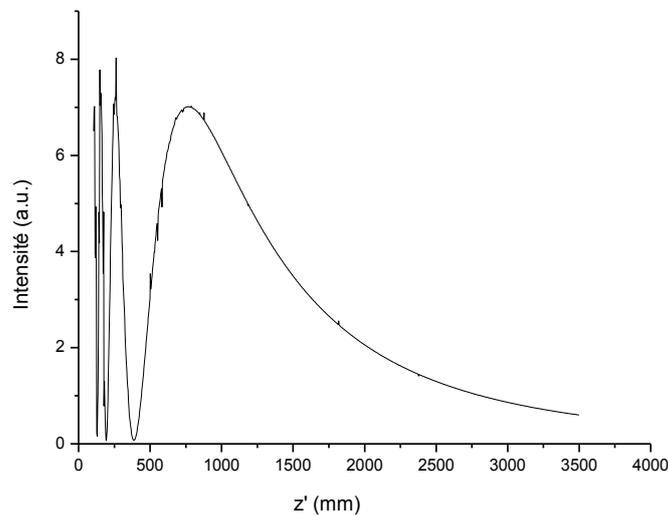


Figure III.11 : Distribution de l'intensité axiale pour un trou de phase d'ouverture $\rho_0= 0,7\text{mm}$.

Nous remarquons aussi de nombreuses oscillations qui correspondent à des maxima et des minima locaux de l'intensité sur l'axe ensuite l'intensité commence à se stabiliser et décroît régulièrement. On remarque aussi qu'il y a un maximum d'énergie à la distance $z' \approx 750\text{mm}$.

En faisant une comparaison entre la distribution axiale d'intensité pour le trou de phase et le trou d'amplitude, nous remarquons que l'allure des courbes et les positions des maxima sont similaires. La différence réside dans la forte convergence et l'intensité élevée pour le trou de phase.

III.5. Diffraction à travers une fente de phase

III.5.1. Distribution radiale d'intensité à travers une fente de phase

La figure III.12 illustre le schéma de principe de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente fine de phase de largeur $2x_0$.

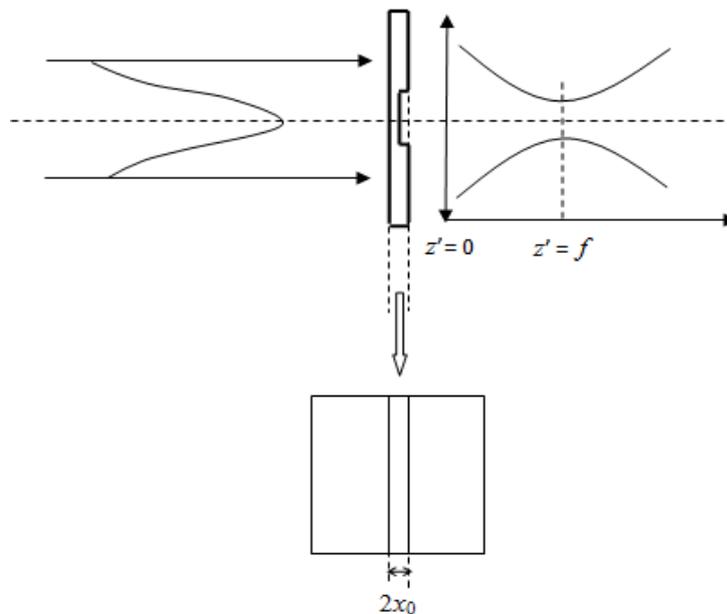


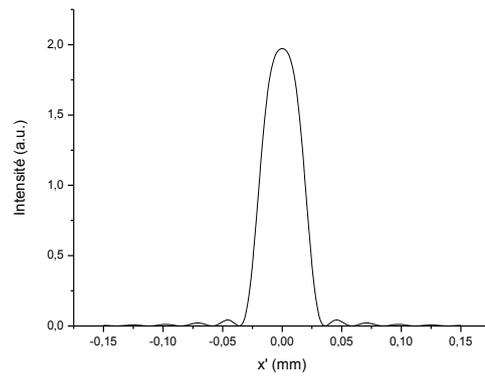
Figure III.12 : Schéma de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase.

Dans ce cas, le champ diffracté derrière l'élément optique diffractif dans un plan d'observation situé en z' est donné par :

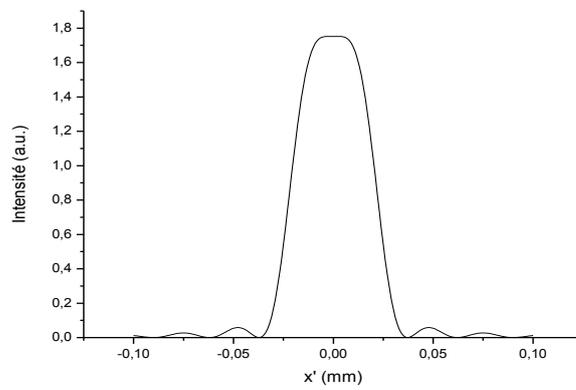
$$E(x', y', z') = \frac{i}{\lambda} \iint_{EOD} U \cdot \tau(x, y) \cdot \exp\left[\frac{\exp(-ikd)}{d}\right] dx dy \quad (III.16)$$

Où $\tau(x,y)$ est la fonction de transmission d'une fente de phase.

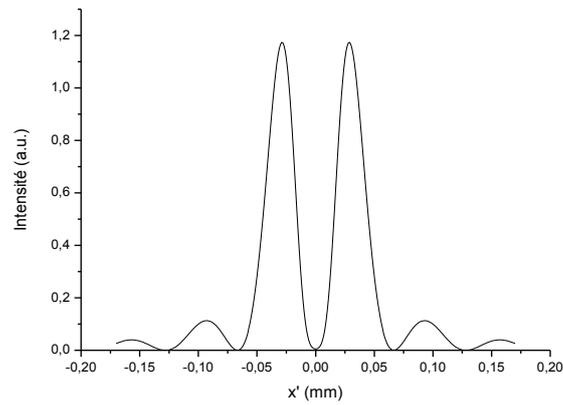
On calcule la distribution radiale de l'intensité à travers la fente de phase pour les mêmes conditions de la fente d'amplitude, on a choisi un déphasage de π . On a fait nos calculs pour différentes largeurs de fente $2x_0$ (figure III.13) :



(a) $x_0 = 1100 \mu\text{m}$



(b) $x_0 = 1000 \mu\text{m}$



(c) $x_0 = 500 \mu\text{m}$

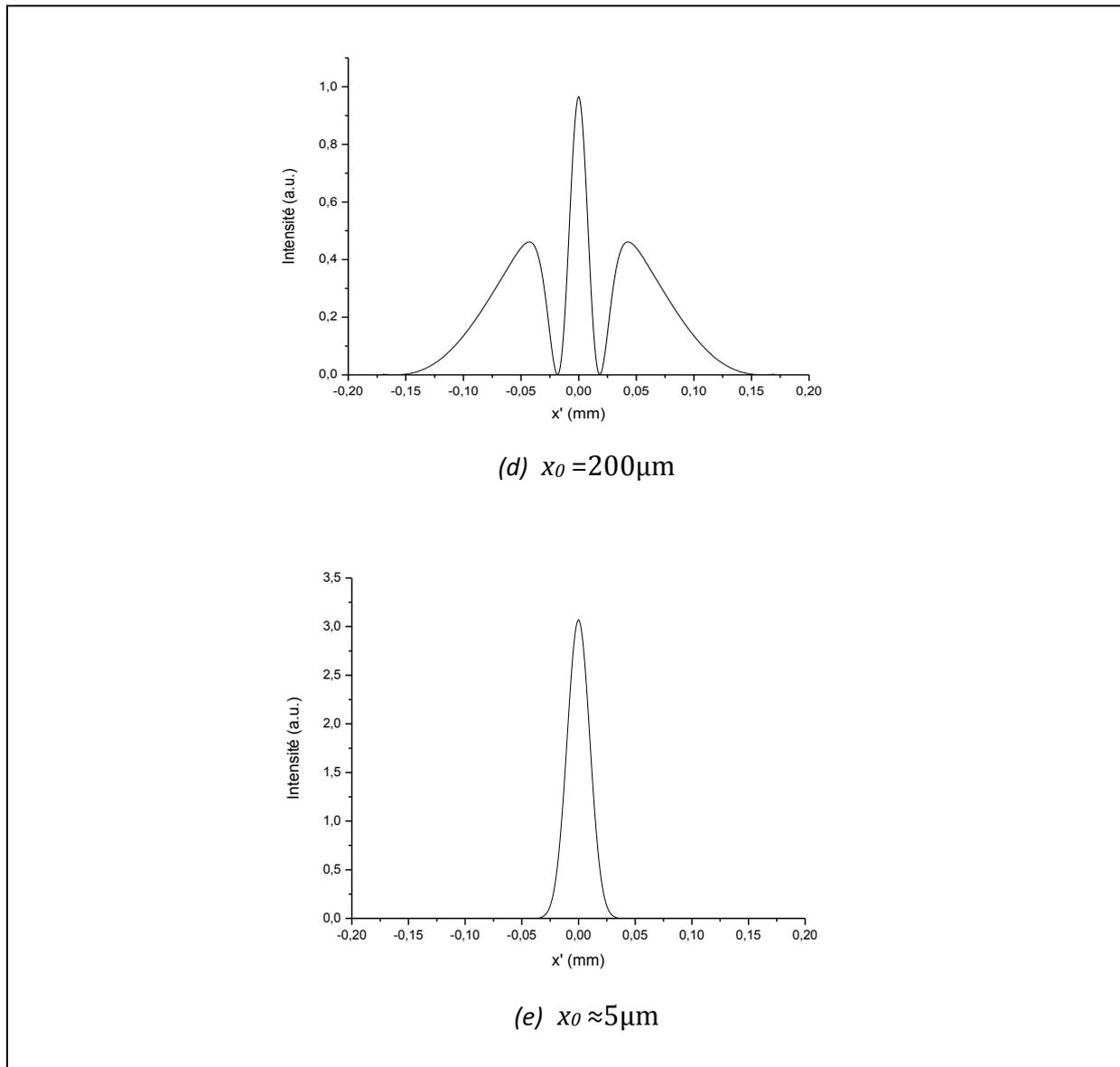


Figure III.13 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase de différentes largeurs : (a) $x_0 = 1,1\text{mm}$, (b) $x_0 = 1\text{mm}$, (c) $x_0 = 0,5\text{mm}$, (d) $x_0 = 0,2\text{mm}$, (e) $x_0 = 0,005\text{mm}$.

Nous remarquons aussi d'après les courbes qu'au champ lointain ou bien au plan focal d'une lentille convergente, une fente de phase comme un trou de phase est capable de transformer un faisceau incident gaussien en d'autres formes de faisceaux. Les franges de diffraction sont rectilignes, d'après les courbes nous voyons différents profils selon la variation de la largeur de la fente. Dans le cas d'une fente d'amplitude, on remarque toujours un lobe central de profil gaussien ; l'énergie se concentre beaucoup plus sur la frange centrale et les lobes secondaires ont une très faible énergie, par contre une fente de phase est capable de diviser l'énergie totale et la redistribuer sur d'autres franges.

Comme pour un trou de phase, une fente de phase peut transformer un faisceau d'entrée gaussien à un faisceau gaussien d'ordre supérieur, pour une ouverture $\rho_0 = 200\mu\text{m}$ on remarque d'après la courbe qu'on obtient un profil Hermite-Gauss HG₂₀.

III.5.2. Distribution axiale d'intensité à travers une fente de phase

La figure III. 14 montre la distribution d'intensité axiale à travers une fente de phase de largeur $\rho_0 = 0,7\text{mm}$:

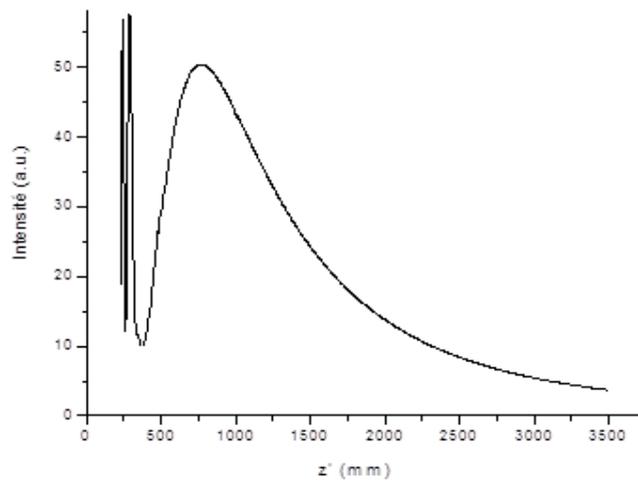


Figure III.14 : Distribution de l'intensité axiale pour une fente de phase $x_0 = 0,7\text{mm}$.

Nous remarquons que la courbe ressemble à celle d'une fente d'amplitude. Dans ce cas aussi, le maximum de l'énergie est situé à la distance $z' \approx 750\text{mm}$. La différence réside dans la forte convergence et l'intensité élevée pour une fente de phase.

III.6. Validation expérimentale

III.6.1. Diffraction d'un faisceau gaussien par une fente de phase

Les fentes de phase utilisées pour notre expérience, sont réalisées au niveau de notre laboratoire. La préparation de ces fentes est faite en collant deux lamelles de microscope sur une lame de microscope en utilisant (Baume de Canada). Le contrôle des largeurs des fentes a été fait sous microscope. Les lamelles ont un indice de réfraction $n=1.51$ et une épaisseur $e = 170\mu\text{m}$. Les largeurs réalisées sont : $2x_0 = 280\mu\text{m}$, $2x_0 = 500\mu\text{m}$ et $2x_0 = 800\mu\text{m}$.

La figure (III.15) présente l'arrangement du montage expérimental utilisé. La lumière émise vient d'une source laser He-Ne de longueur d'onde $\lambda = 632,8\text{ nm}$ avec une puissance de 10mW. Nous avons placé la fente de phase derrière le laser, puis juste

Chapitre III : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs simples

derrière la fente on a mis une lentille convergente de focale $f=210\text{mm}$ dans le but de restreindre l'étendue du champ lointain. L'intensité du faisceau diffracté est enregistrée par une caméra CCD placée au plan focal de la lentille, cette caméra est reliée à un micro-ordinateur par l'intermédiaire de la carte d'acquisition vidéo-capture. Les images captées par la caméra CCD sont ensuite traitées par un logiciel de traitement d'image (Image J) pour tracer les courbes représentatives des distributions transverses d'intensité du faisceau diffracté.

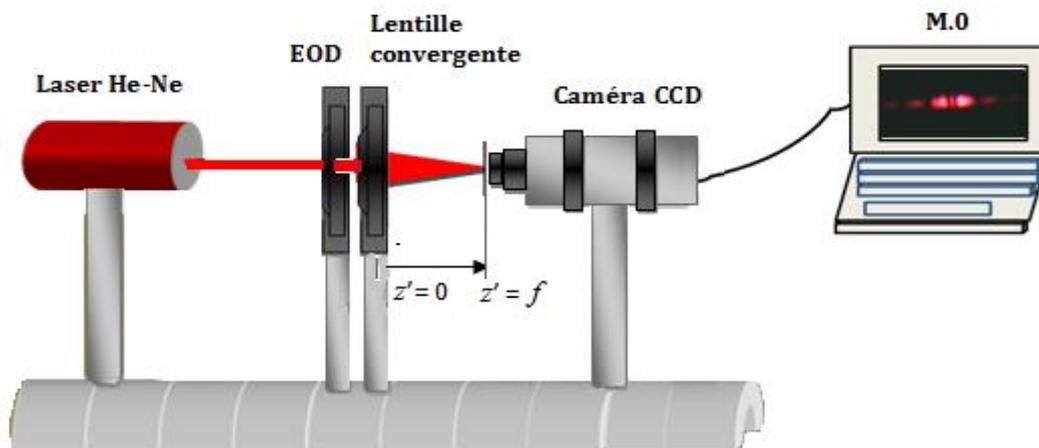


Figure III.15 : Dispositif expérimental représentant la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase

Les images ci-dessous montrent la distribution d'intensité diffractée dans le point focal de la lentille pour les différentes largeurs de la fente :

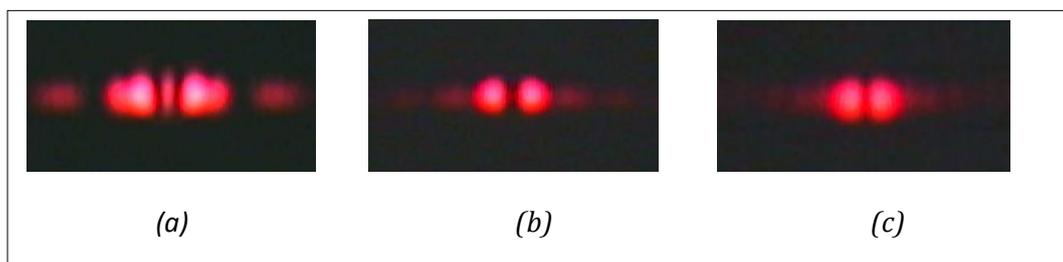


Figure III.16 : Images représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase de largeurs : (a) $2x_0=280\mu\text{m}$, (b) $2x_0=500\mu\text{m}$, (c) $x_0=800\mu\text{m}$.

Afin de réduire le niveau de complexité, nous considérons que le faisceau incident sur la fente de phase a un front d'onde plan. Cela signifie que la fente de phase est placée dans le plan de pincement du faisceau gaussien.

Chapitre III : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs simples

La figure III.17 représente les courbes expérimentales et théoriques de la distribution radiale de l'intensité à travers la fente de phase au point focal de la lentille convergente pour différentes largeurs de fentes $2x_0$. Le waist du faisceau laser est de l'ordre de $w_0=0.5\text{mm}$.

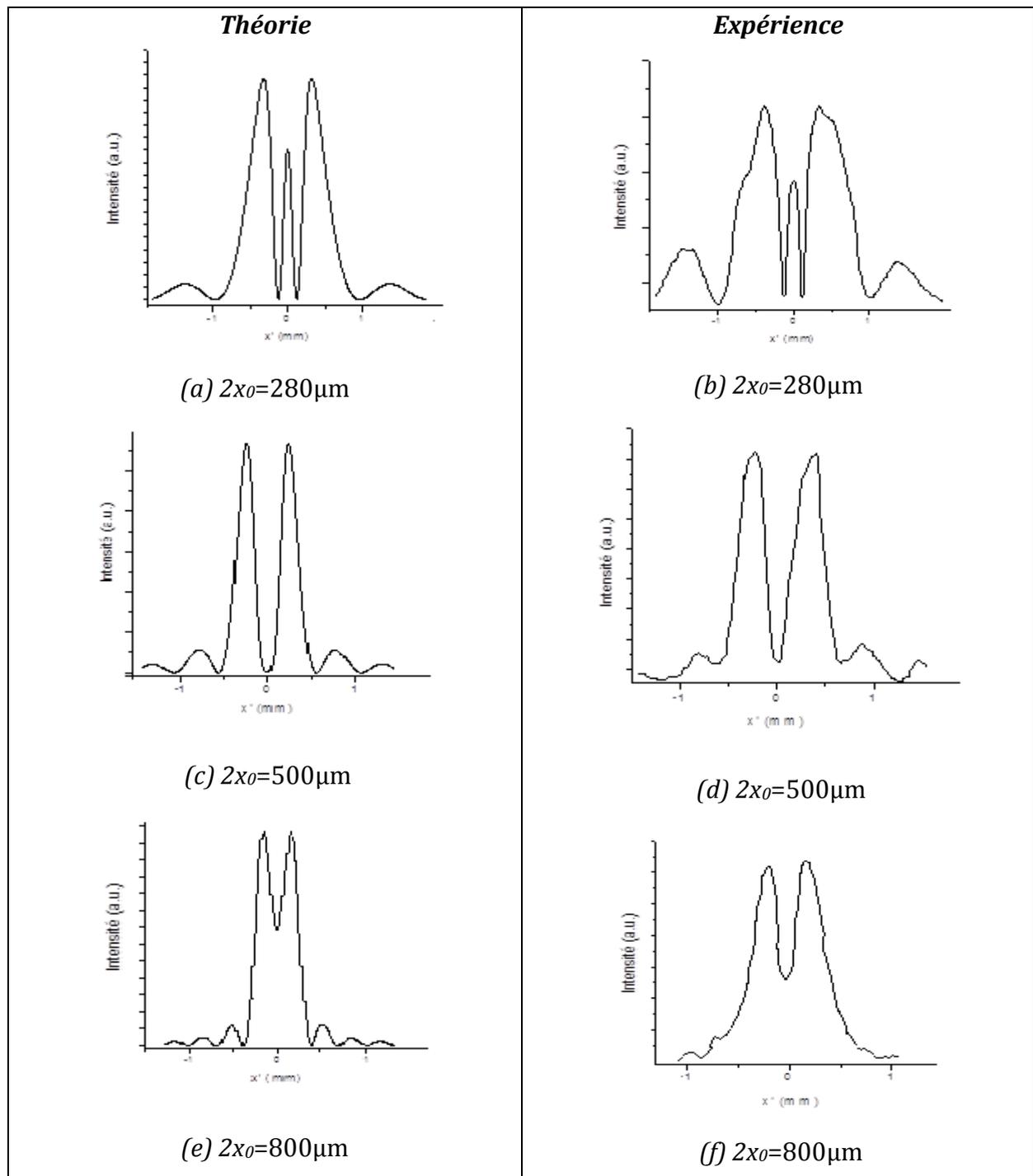


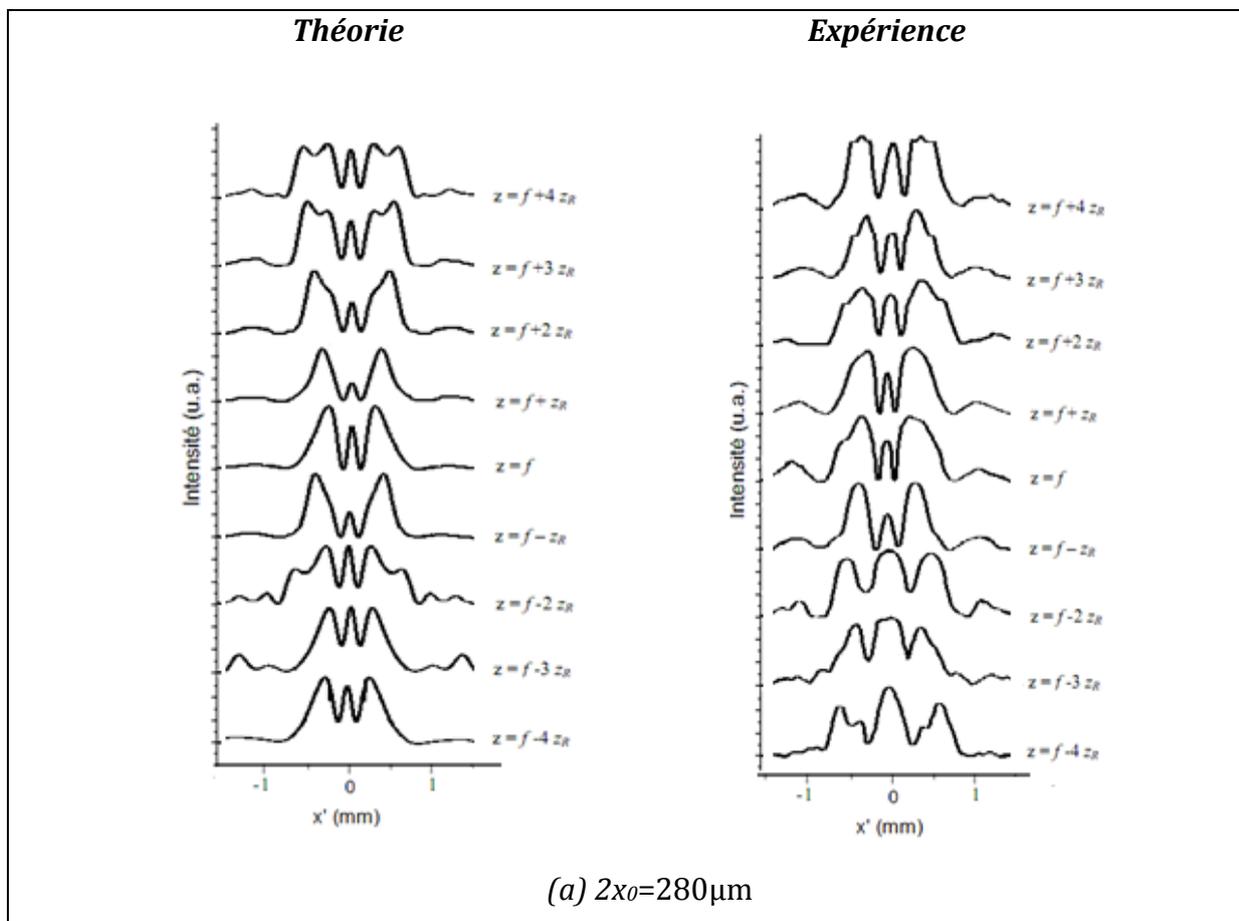
Figure III.17 : Courbes représentatives théoriques et expérimentales de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers une fente de phase de différentes largeurs : (a,b) $2x_0=0.28\text{mm}$, (c,d) $2x_0=0.5\text{mm}$, (e,f) $2x_0=0.8\text{mm}$.

Chapitre III : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs simples

On garde le même dispositif expérimental, puis on translate la caméra CCD. Le déplacement s'effectue longitudinalement avant et après le plan focal de la lentille convergente. Une dimension longitudinale caractérisant le faisceau gaussien focalisé est sa distance de Rayleigh z_r défini par l'équation (I.37). Les déplacements effectués par la caméra CCD est compris entre (z_r-4f) et (z_r+4f) .

Le calcul du champ diffracté par la fente de phase est effectué grâce à l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff.

La figure III.18, montre l'évolution des courbes théoriques et expérimentales de la diffraction d'un faisceau gaussien incident à travers les mêmes fentes utilisées ci-dessus.



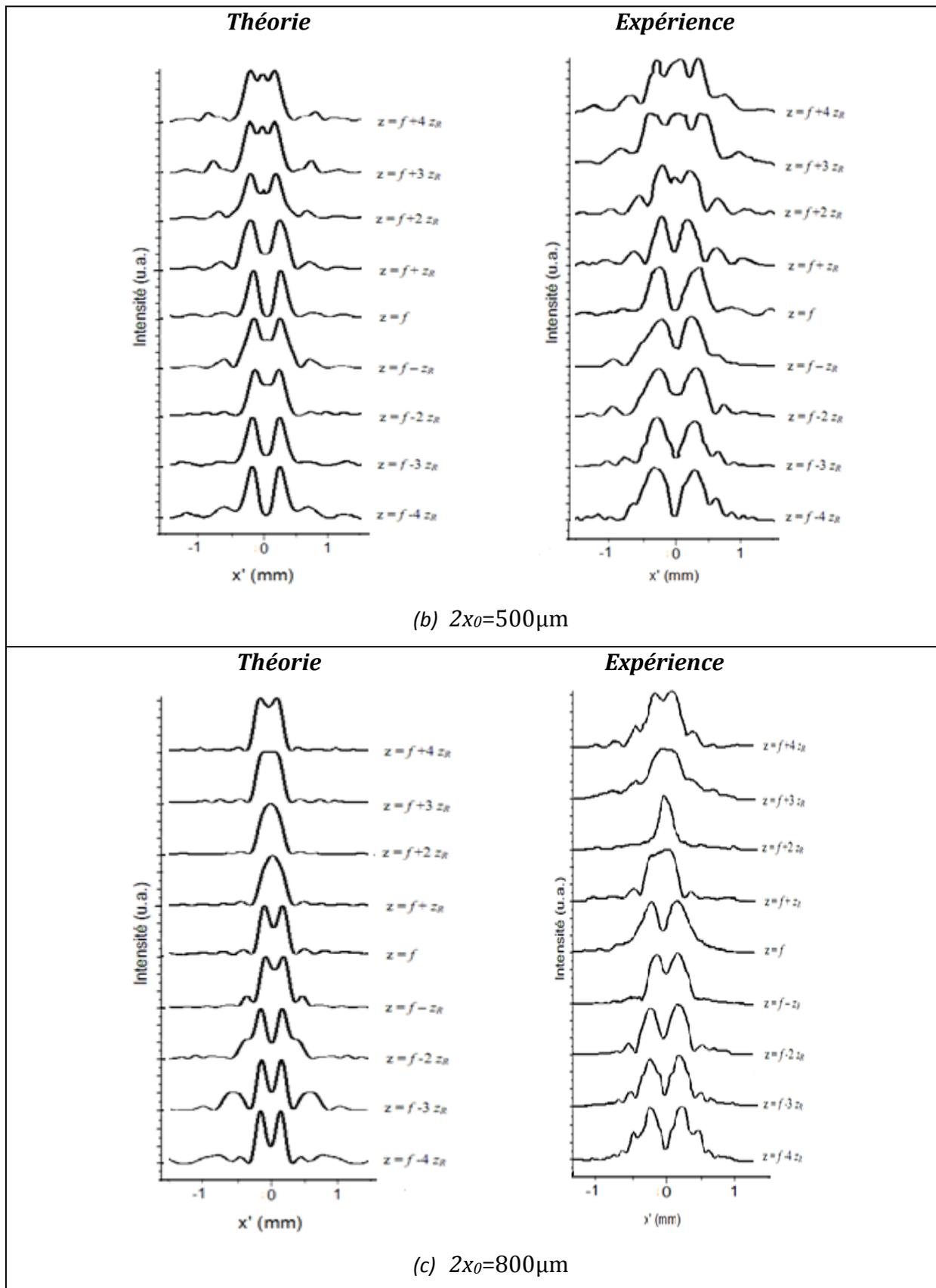


Figure III.18 : Evolution des courbes théoriques et expérimentales de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers 3 fentes de phase de différentes largeurs.

Dans la figure III.18 nous remarquons que les mises en forme théoriques et expérimentales produites par les fentes de phase sont presque similaires. Nous remarquons aussi que les mises en forme changent avant et après le plan focal de la lentille. La fente $2x_0=500\mu\text{m}$ est capable de produire un profil creux qui ressemble à un faisceau d'Hermite-Gauss TEM_{10} , nous remarquons aussi la forme uniforme créée par la fente $2x_0=800\mu\text{m}$ derrière le plan focal de la lentille ; le profil uniforme peut être utile pour la technique du recuit laser ou pour d'autres applications pour lesquelles un profil d'intensité uniforme est préférable.

III.6.2. Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou de phase

Un autre type d'ouverture a été réalisé au niveau de notre laboratoire ; c'est celui d'un trou de phase. Les trous fabriqués, ont des diamètres de $2\rho_0=500\mu\text{m}$ et $2\rho_0=800\mu\text{m}$.

Le matériau transparent sur lequel on a percé nos trous, est le gypse Algérien qui un milieu cristallin biaxe.

Comme le gypse est un matériau biaxe qui présente trois indices de réfraction différents, donc la différence de phase créée par ces trous est difficile à calculer. On a fait la comparaison avec un trou de phase qui crée un déphasage de π et on a remarqué que les résultats sont presque similaires donc on peut conclure que nos échantillons créent un déphasage multiple de π .

L'arrangement du montage expérimental utilisé est le même que celui de la figure III.15. Donc nous avons placé le trou de phase derrière le laser. Juste derrière le trou on a mis une lentille convergente de focale $f=75\text{mm}$.

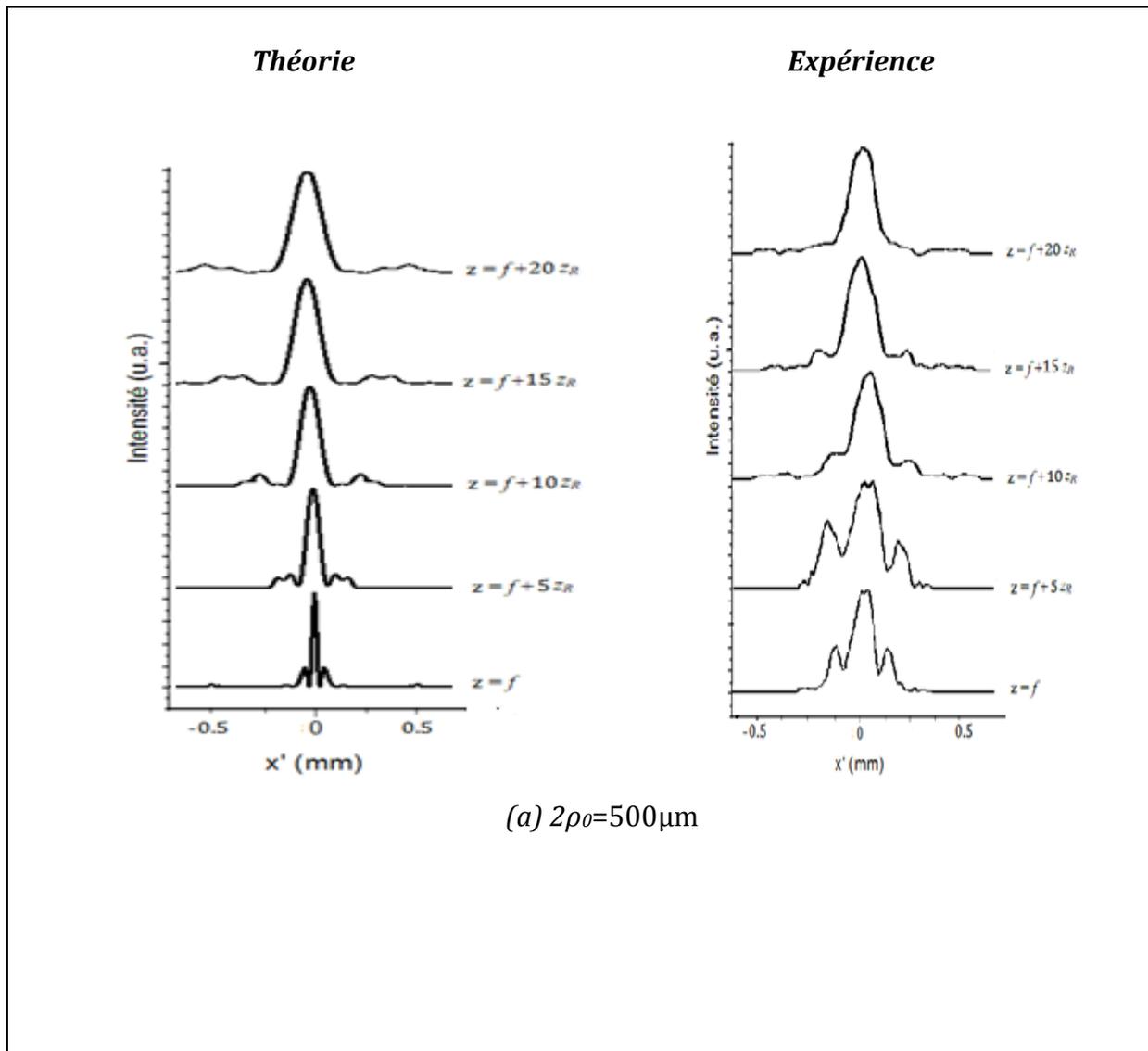
La caméra CCD est translatée maintenant longitudinalement avant et après le plan focal de la lentille convergente. On remarque qu'avant le plan focal, le profil d'intensité de diffraction ne change pratiquement pas, c'est pour cela que le déplacement progressif de la CCD a été fait seulement après la lentille convergente.

La figure (III.19) montre les images des distributions d'intensités diffractées dans le plan focal de la lentille pour les deux trous de phase.



Figure III.19 : Images représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou de phase de diamètres : (a) $2\rho_0=500\mu\text{m}$, (b) $2\rho_0=800\mu\text{m}$.

La figure III.20 représente les courbes théoriques et expérimentales de la distribution radiale de l'intensité à travers le trou de phase après le plan focal de la lentille convergente pour les différents diamètres du trou $2\rho_0$.



(a) $2\rho_0=500\mu\text{m}$

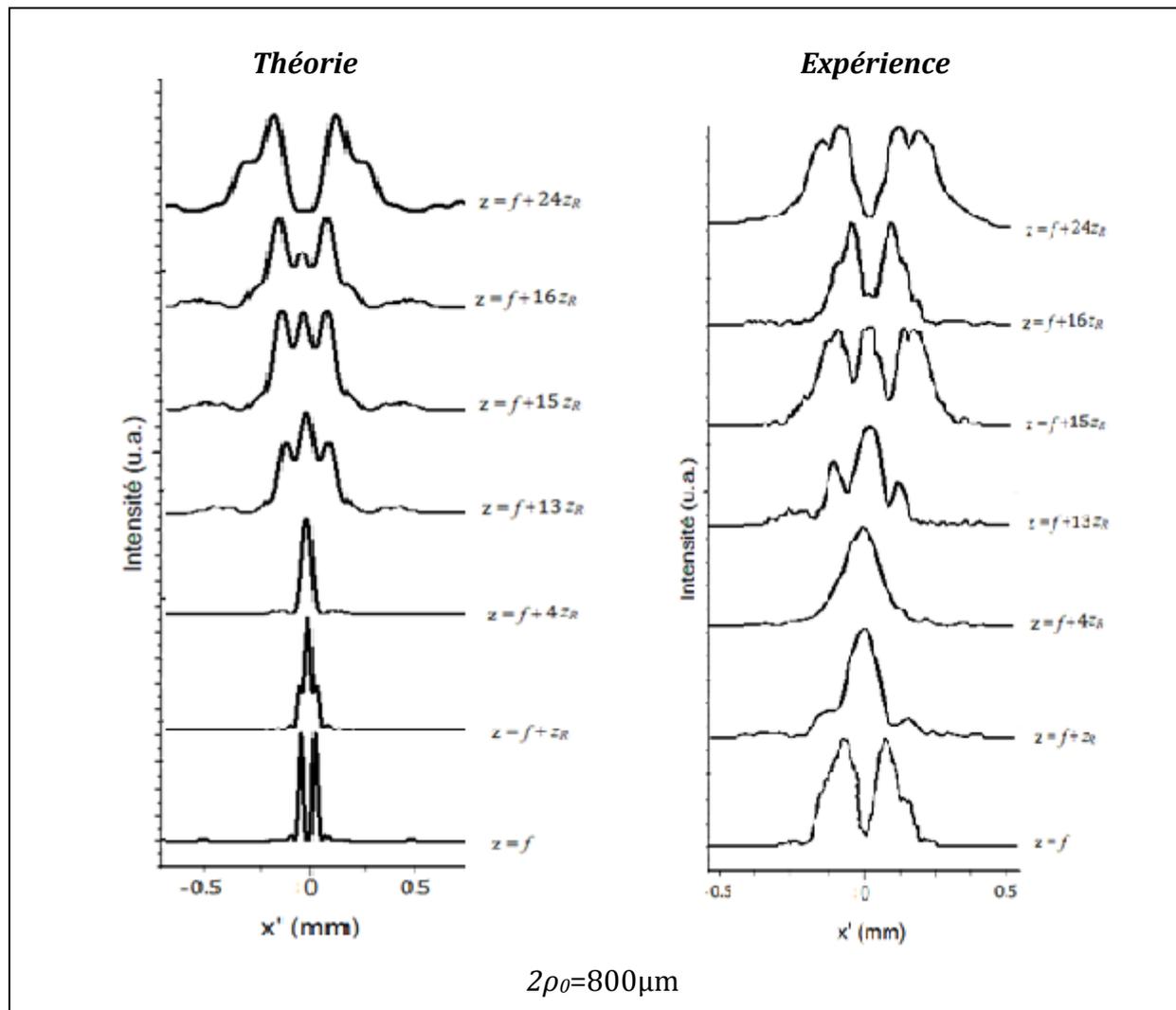


Figure III.20 : Courbes représentatives théoriques et expérimentales de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un trou de phase de différents diamètres : (a) $2\rho_0 = 0.5\text{mm}$, (b) $2\rho_0 = 0.8\text{mm}$.

Sur cette figure, nous remarquons que les trous de phases réalisés au niveau de notre laboratoire donnent des résultats proches à ceux calculés numériquement en tenant compte que du déphasage qui est de π .

Nous remarquons aussi que pour un trou $2\rho_0 = 500\mu\text{m}$, le profil ressemble au polynôme de Laguerre LG_{10} et reste presque stable le long de l'axe, ce qui est satisfaisant pour la portée longitudinale.

Le deuxième trou $2\rho_0 = 800\mu\text{m}$ génère un faisceau qui n'est pas satisfaisant pour la portée longitudinale mais il nous permet de créer différents profils importants comme le profil annulaire, gaussien, etc...

Dans de nombreuses expériences, il est parfois utile voire nécessaire d'utiliser de faisceaux laser avec un profil d'intensité spécifique distinct de la forme gaussienne habituelle. Aussi, l'étude de la mise en forme du faisceau diffracté le long de l'axe optique est très importante comme par exemple dans le cas où le faisceau mis en forme est utilisé pour pomper un cristal ou un verre dopé d'une certaine épaisseur. Il faut prendre garde à l'évolution de la distribution transverse du faisceau mis en forme, à l'intérieur du milieu amplificateur ; c'est la notion de « portée longitudinale ». Il faut garder la même allure même si l'on s'écarte du plan focal [76]. Donc, on peut remarquer d'après les résultats qu'on a obtenus qu'un trou de phase de largeur $2\rho_0=500\mu\text{m}$ garde la même allure en s'éloignant du plan focale de la lentille ce qui est satisfaisant pour cette application.

III.7. Conclusion

Comme nous l'avons remarqué dans ce chapitre, nous avons utilisé des éléments optiques diffractifs simples binaires, c'est à dire ne comportant qu'un seul niveau de gravure. Le déphasage subi par le faisceau incident s'exprime donc simplement. Dans les zones qui n'ont pas été gravées, on considère que le déphasage subi est nul, alors que dans les zones gravées, le déphasage subi est proportionnel à la profondeur de la gravure. En fait, c'est la différence de phase entre la zone gravée et la zone non gravée qui intervient. Nous avons remarqué que les éléments diffractifs d'amplitude binaires ont l'inconvénient d'avoir une efficacité de diffraction limitée en raison de leur transmission partielle de la lumière, et aussi ces éléments ne permettent pas de modifier la forme du faisceau incident. Les éléments optiques diffractifs de phase ont l'avantage de conserver l'énergie totale et aussi la mise en forme du faisceau incident, on peut donc obtenir d'autres formes utiles dans différentes applications comme le profil uniforme au centre, la forme annulaire qui est exigée en ophtalmologie, soudure laser, pour piéger les atomes froids, ablation de matière de couches minces, etc...

CHAPITRE IV

Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes

IV.1. Introduction

Les chercheurs ont exploré l'utilisation de la mise en forme à travers les éléments optiques diffractifs (DOEs) pour améliorer les performances des systèmes optiques. Beaucoup de travaux sont basés sur un algorithme inverse de diffraction qui consiste à calculer le motif de phase en fonction de la distribution d'intensité attendue. Cependant, le résultat peut conduire à un motif complexe dont la réalisation peut devenir difficile et très coûteuse.

Dans ce chapitre, nous présentons des simulations numériques sous environnement Matlab, des distributions d'intensité de diffraction créées par des optiques diffractifs complexes, qui sont éclairés par un faisceau gaussien ou par un mode d'ordre supérieur Laguerre-Gauss. Ces EODs que nous avons simulé sont des réseaux binaires ou à plusieurs niveaux de gravures ; et ils peuvent produire des distributions d'intensité très utiles [77]. L'objectif essentiel de cette étude est d'obtenir des fonctions optiques très importantes, tout en essayant de créer et de simuler d'autres types d'EODs qui ne sont pas connus et qui donnent de très bons résultats. L'avantage de ces nouveaux EODs est la facilité de réalisation sans avoir besoin d'un outillage compliqué et coûteux.

IV.2. Diffraction à travers un réseau circulaire d'amplitude

Le premier élément optique diffractif analysé numériquement, c'est un réseau d'amplitude composé de plusieurs fentes circulaires avec une fonction de transmission qui varie entre 0 et 1 successivement, tel qu'il est présenté dans la figure IV.1.

Le faisceau incident a un profil gaussien, le champ diffracté derrière l'élément optique diffractif dans un plan d'observation situé à l'infini ou au plan focal d'une lentille convergente est calculé en utilisant l'intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff (équation III.3). Le calcul numérique est compliqué en comparaison avec les motifs calculés précédemment. Dans ce cas il faut injecter dans le programme un sous-programme qui calcule la diffraction créée par chaque fente du réseau.

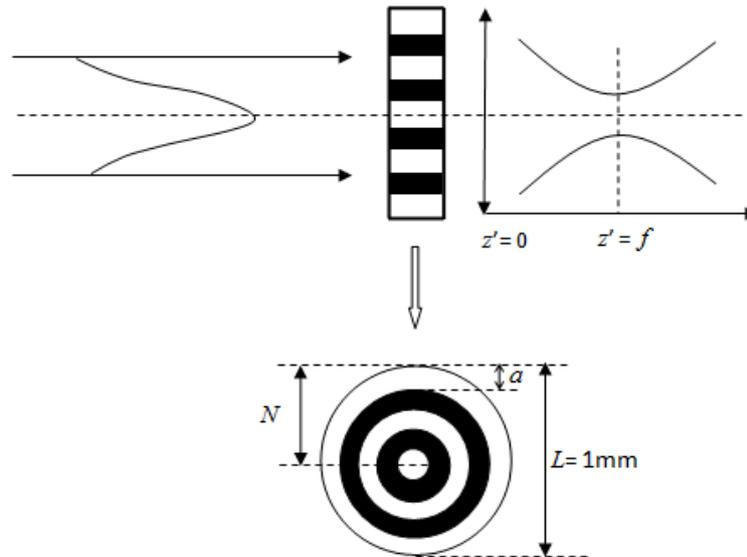


Figure IV.1 : Schéma de diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau d'amplitude circulaire.

La figure IV.2, illustre les distributions radiales de l'intensité à travers trois réseaux d'amplitude circulaire, dont le nombre de fentes est de $N=5, 15, 30$. La longueur d'onde prise comme source d'éclairage, est celle d'un laser HE-Ne $\lambda=632.8\text{nm}$, dont la dimension du waist est $w_0=1\text{mm}$. La focale de lentille utilisée est $f=50\text{mm}$ et la largeur totale du réseau est $L=1\text{mm}$.

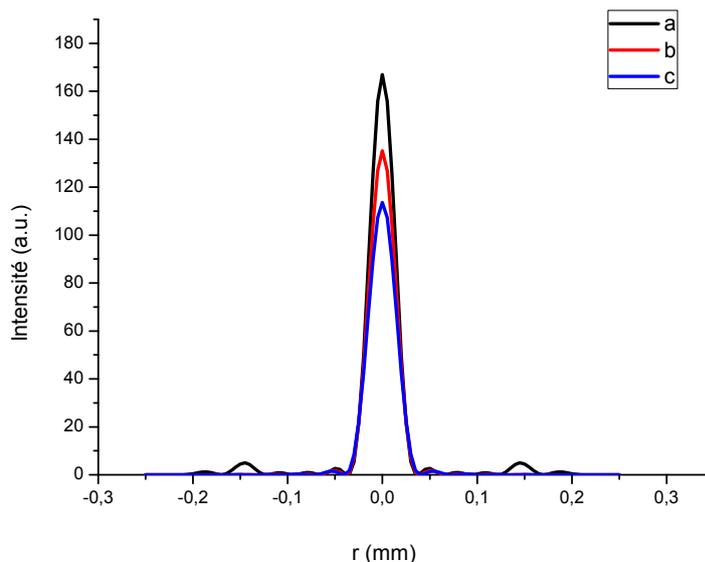


Figure IV.2 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau d'amplitude circulaire pour trois réseaux : (a) $N=5$, (b) $N=15$, (c) $N=30$.

Ces courbes montrent que l'intensité du lobe central, diminue au fur et à mesure que le nombre de fentes augmente. Ce qui peut être expliqué par la largeur de la fente qui diminue en fonction du nombre de fentes gravées ($a=L/2N$).

IV.3. Diffraction à travers un réseau d'amplitude de N fentes rectilignes

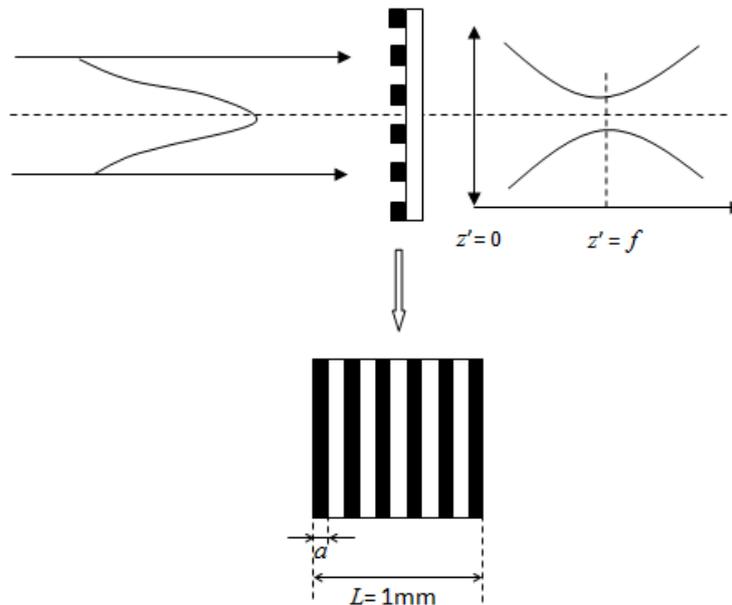
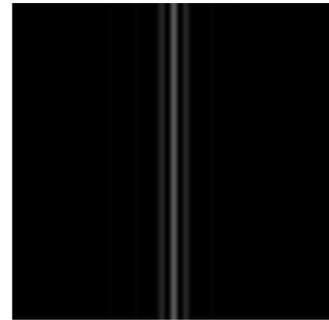
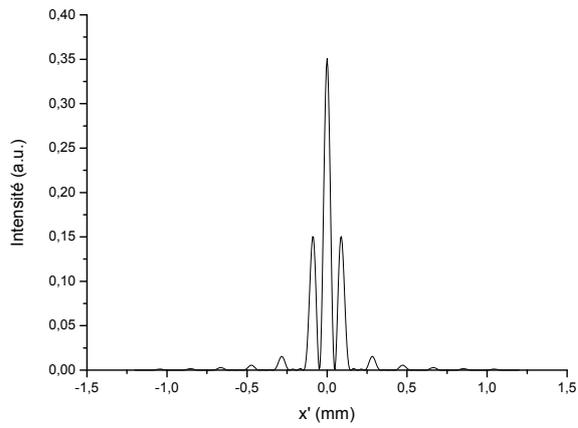


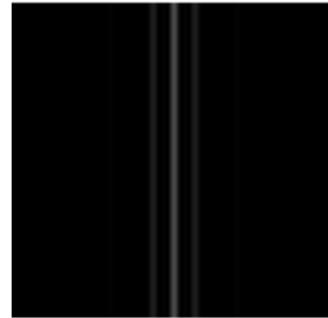
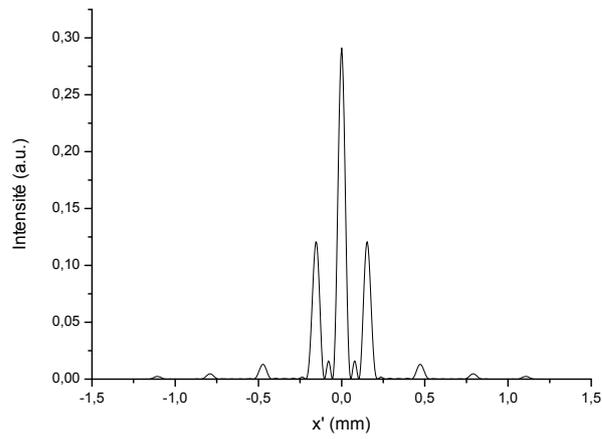
Figure IV.3 : Schéma de principe de diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau d'amplitude rectiligne.

En utilisant des coordonnées cartésiennes en raison du motif, on peut alors calculer le champ diffracté derrière l'élément optique diffractif dans un plan d'observation situé à l'infini ou au plan focal d'une lentille convergente en utilisant l'équation (III.8). La figure IV.4, montre la distribution radiale de l'intensité à travers ce réseau pour différents nombres de fentes $N=3, N=5, 15, 30$; dans ce cas ($L_{\text{fente}}=L/(2N+1)$). On a choisi $\lambda=632.8\text{nm}$, $w_0=1\text{mm}$, et $f=50\text{mm}$. La largeur totale du réseau est $L=1\text{mm}$:

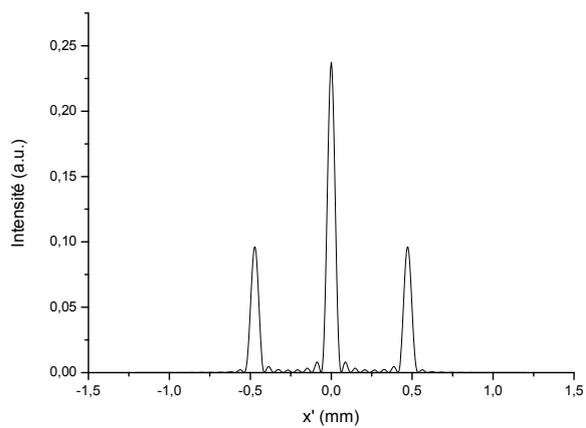
Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.



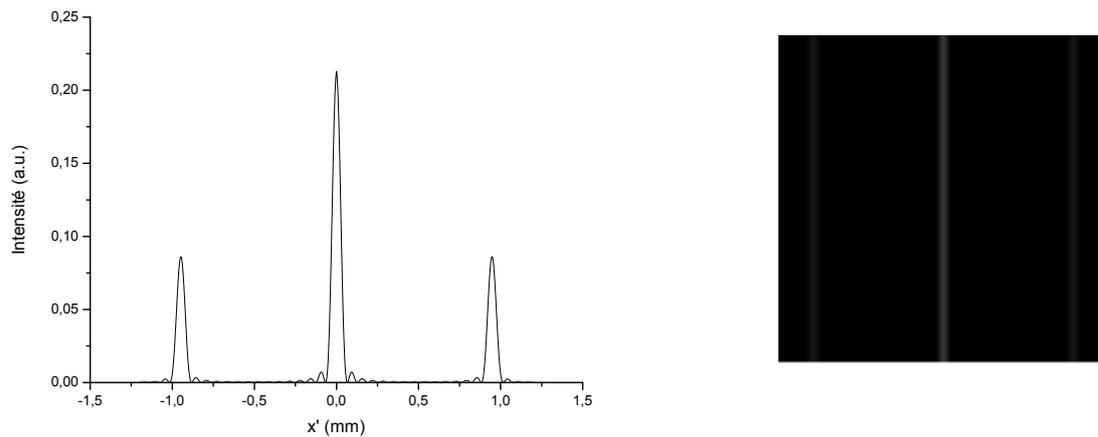
(a) $N=3$



(b) $N=5$



(c) $N=15$



(d) $N=30$

Figure IV.4 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau d'amplitude rectiligne pour différents nombres de fentes : (a) $N=3$, (b) $N=5$, (c) $N=15$, (d) $N=30$.

D'après les courbes tracées, nous remarquons toujours un lobe central intense et deux lobes secondaires moins intenses. L'intensité globale des lobes diminue en augmentant le nombre de fentes par millimètre et les lobes s'éloignent l'un de l'autre.

IV.4. Diffraction à travers un réseau circulaire de phase

Le réseau circulaire de phase est une optique diffractive (figure IV.5) ne comportant qu'un seul niveau de gravure (optique binaire), il est constitué de N zones annulaires. Le déphasage subi par le faisceau incident s'exprime simplement ; dans les zones de l'optique non gravées, nous considérons que le faisceau ne subit aucun déphasage alors que dans la zone gravée, le déphasage δ est proportionnel à la profondeur de gravure. On a choisi un déphasage de π .

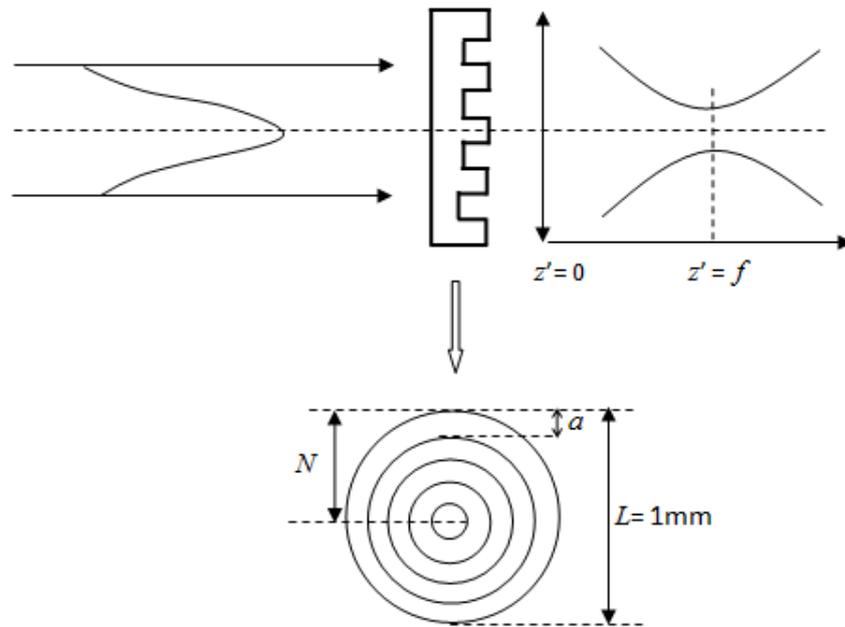


Figure IV.5 : Schéma de principe de diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau circulaire de phase.

Comme pour un réseau circulaire d'amplitude ; on calcule la distribution radiale de l'intensité à travers le réseau circulaire de phase pour différents nombres de fentes $N=3, 5, 15, 30$. On a choisi $\lambda=632.8\text{nm}$, $w_0=1\text{mm}$, $f=50\text{mm}$ et la largeur totale du réseau $L=1\text{mm}$:

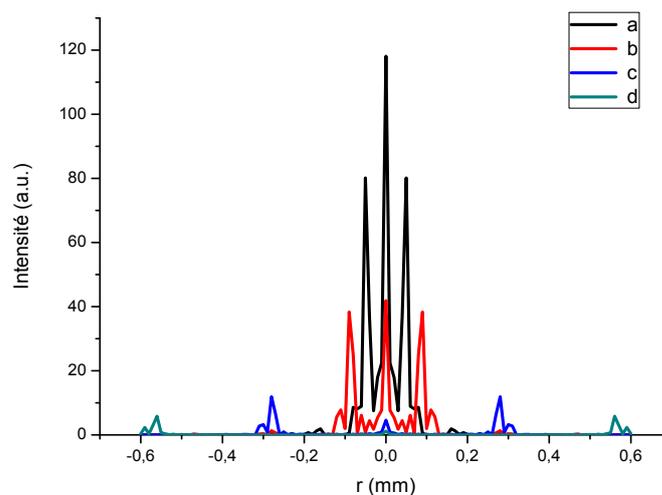


Figure IV.6 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau circulaire de phase pour différents nombres de fentes : (a) $N=3$, (b) $N=5$, (c) $N=15$, (d) $N=30$.

Nous remarquons pour un nombre de fentes très faible $N=3$ l'apparition d'un lobe central intense et deux lobes secondaires d'intensité plus faible, chaque fois qu'on augmente le nombre de fentes, l'énergie de tous les lobes diminue, cela aussi est logique parce qu'il y a une apparition d'autres lobes secondaires. Mais on remarque aussi que contrairement au réseau d'amplitude ; chaque fois qu'on augmente le nombre de fentes l'énergie du lobe central diminue et celle des deux premiers lobes secondaires devient plus intense.

IV.5. Diffraction à travers un réseau créneau

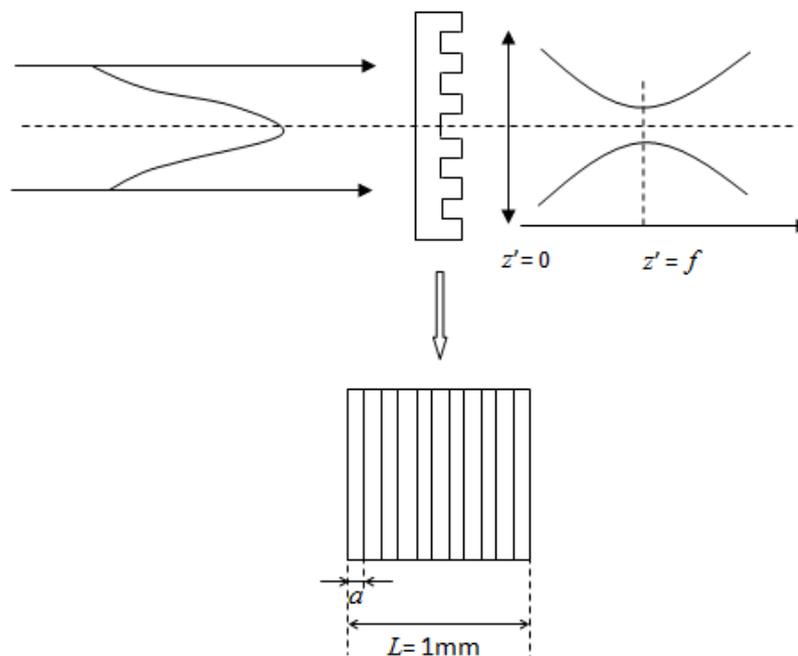
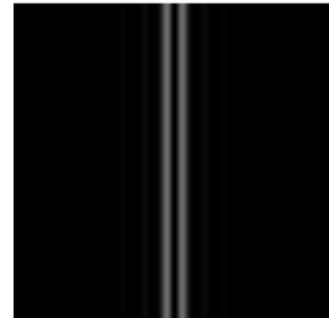
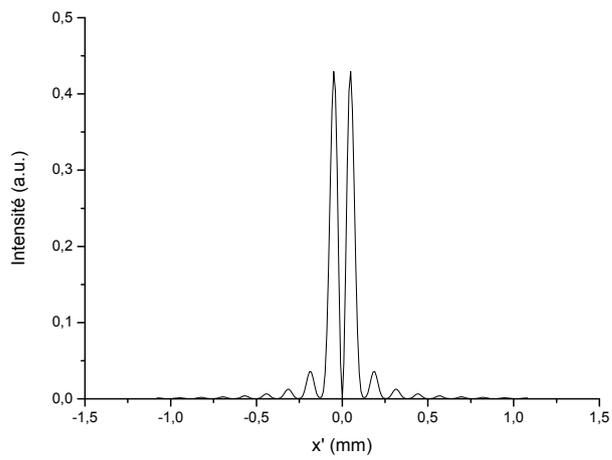


Figure IV.7 : Schéma de principe de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau créneau.

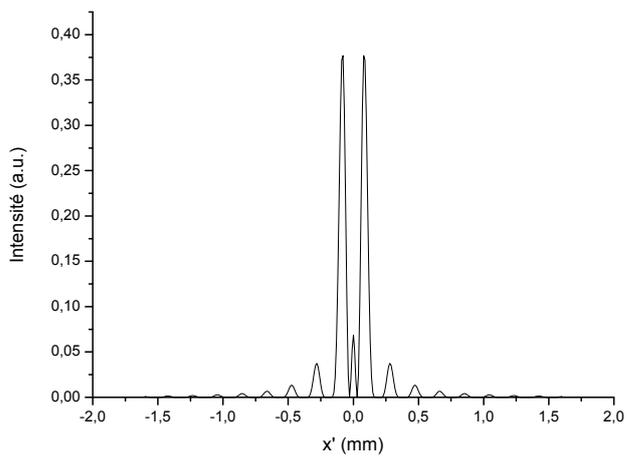
Le réseau créneau est une optique diffractive de phase binaire, il est constitué de N fentes rectilignes. Dans la zone gravée, le déphasage δ est proportionnel à la profondeur de gravure. On a choisi un déphasage de π .

On calcule la distribution radiale de l'intensité à travers le réseau créneau pour différents nombres de fentes $N=2, 3, 5, 15, 30$. On a choisi $\lambda=632.8\text{nm}$, $w_0=1\text{mm}$, $f=50\text{mm}$, la largeur totale du réseau $L=1\text{mm}$:

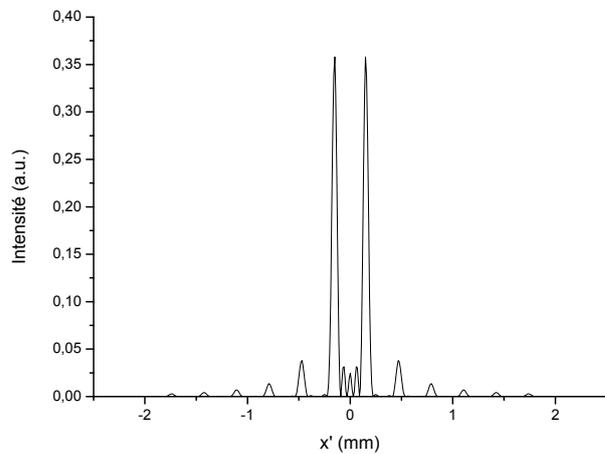
Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.



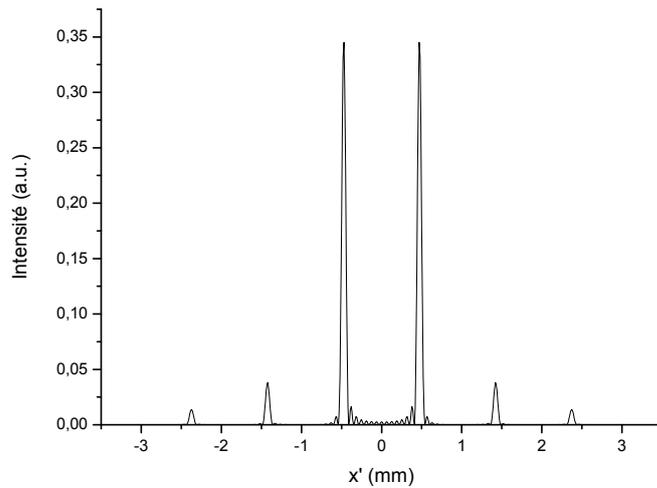
(a) $N=2$



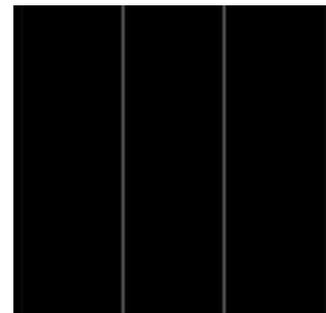
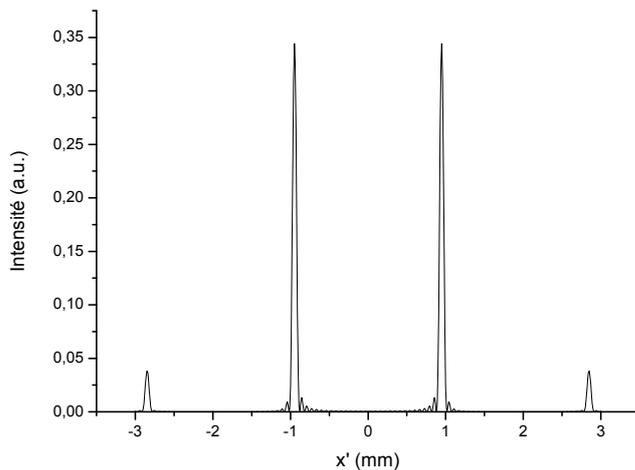
(b) $N=3$



(c) $N=5$



(d) $N=15$



(e) $N=30$

Figure IV.8 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau créneau pour différents nombres de fentes : (a) $N=2$, (b) $N=3$, (c) $N=5$, (d) $N=15$, (e) $N=30$.

D'après les courbes et les images montrées dans la figure IV.8, nous remarquons qu'il y a absence de l'ordre zéro pour toutes les figures. On voit aussi que la plus grande énergie diffractée est répartie dans les ordres ± 1 . Ces figures montrent aussi que plus le nombre de fentes, plus l'espacement entre les franges devient important.

IV.6. Diffraction à travers un réseau échelon de Michelson

L'échelon de Michelson est une optique diffractive comportant plusieurs niveaux de gravures, il est constitué par un empilement de N lames identiques transparentes d'indice n d'épaisseur e , chaque lame étant en retrait de la précédente d'une distance a . Point de vue fabrication, il est le plus simple à réaliser ; mais son calcul numérique est compliqué par rapport aux réseaux binaires étudiés ci-dessus. Dans ce cas la différence de phase est variable en fonction de l'épaisseur de chaque lame constituant le réseau ; l'indice de réfraction et la longueur d'onde du faisceau incident. La figure IV.9 montre le schéma de principe de ce réseau.

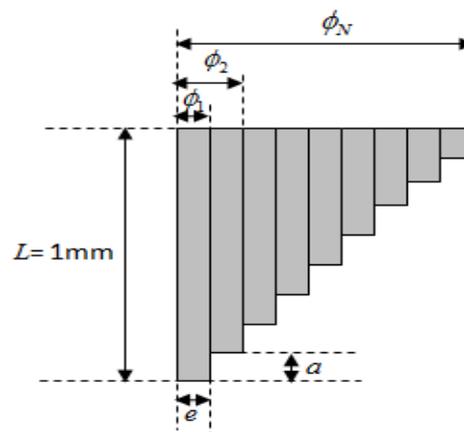


Figure IV.9 : Schéma représentatif d'un réseau échelon de Michelson.

On va étudier ce réseau plus en détails parce qu'il est très simple à réaliser et aussi très intéressant. L'intérêt majeur du réseau à échelon de Michelson est sa capacité à mesurer des écarts infimes de longueur d'onde. On va étudier l'effet de la variation de nombre de fentes et aussi l'effet de la variation du déphasage (pour varier la phase il suffit de varier un de ces paramètres : l'indice de réfraction, la longueur d'onde ou l'épaisseur des lames), on a choisi de varier l'épaisseur.

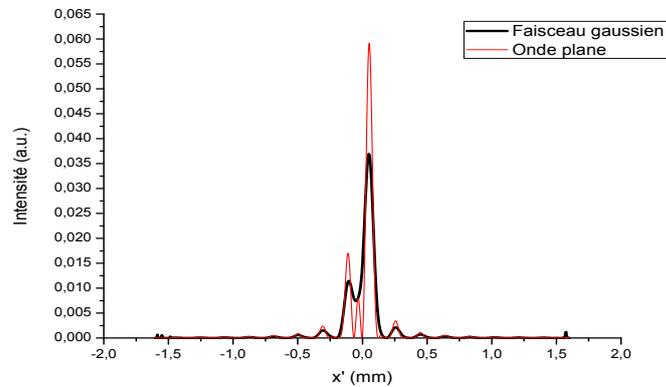
IV.6.1. Étude de la variation du nombre de fentes

Pour la simulation numérique de ce composant, on a choisi $\lambda=632.8\text{ nm}$, $w_0=0.5\text{ mm}$, la largeur totale du réseau $L=1\text{ mm}$, $e=1\text{ mm}$, $n=1.513$ (indice de réfraction d'une lame de microscope) et $f=50\text{ mm}$.

La figure IV.10, montre la distribution radiale de l'intensité à travers le réseau échelon de Michelson au point focal d'une lentille convergente pour différents nombres de fentes

Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.

$N=3, 5, 15, 30$. Les courbes représentées sur cette figure sont calculées en utilisant comme faisceau incident une onde plane puis une gaussienne.

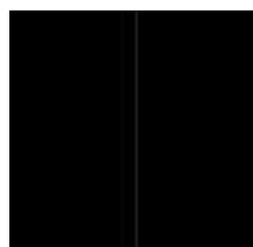
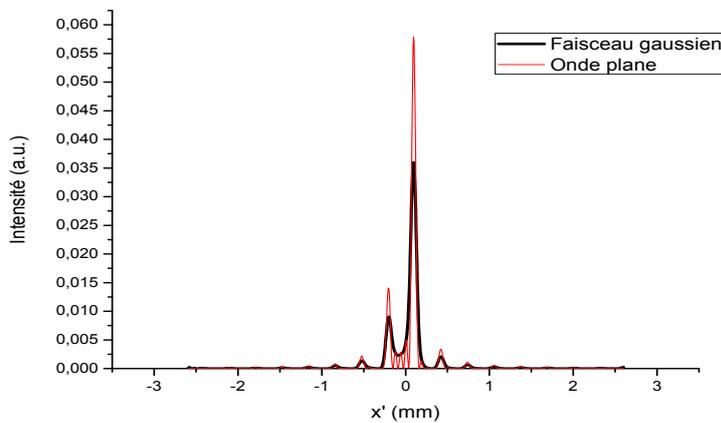


(a) Onde plane

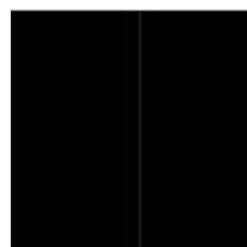


b) Faisceau gaussien

(a) $N=3$



(a) Onde plane



b) Faisceau gaussien

(b) $N=5$

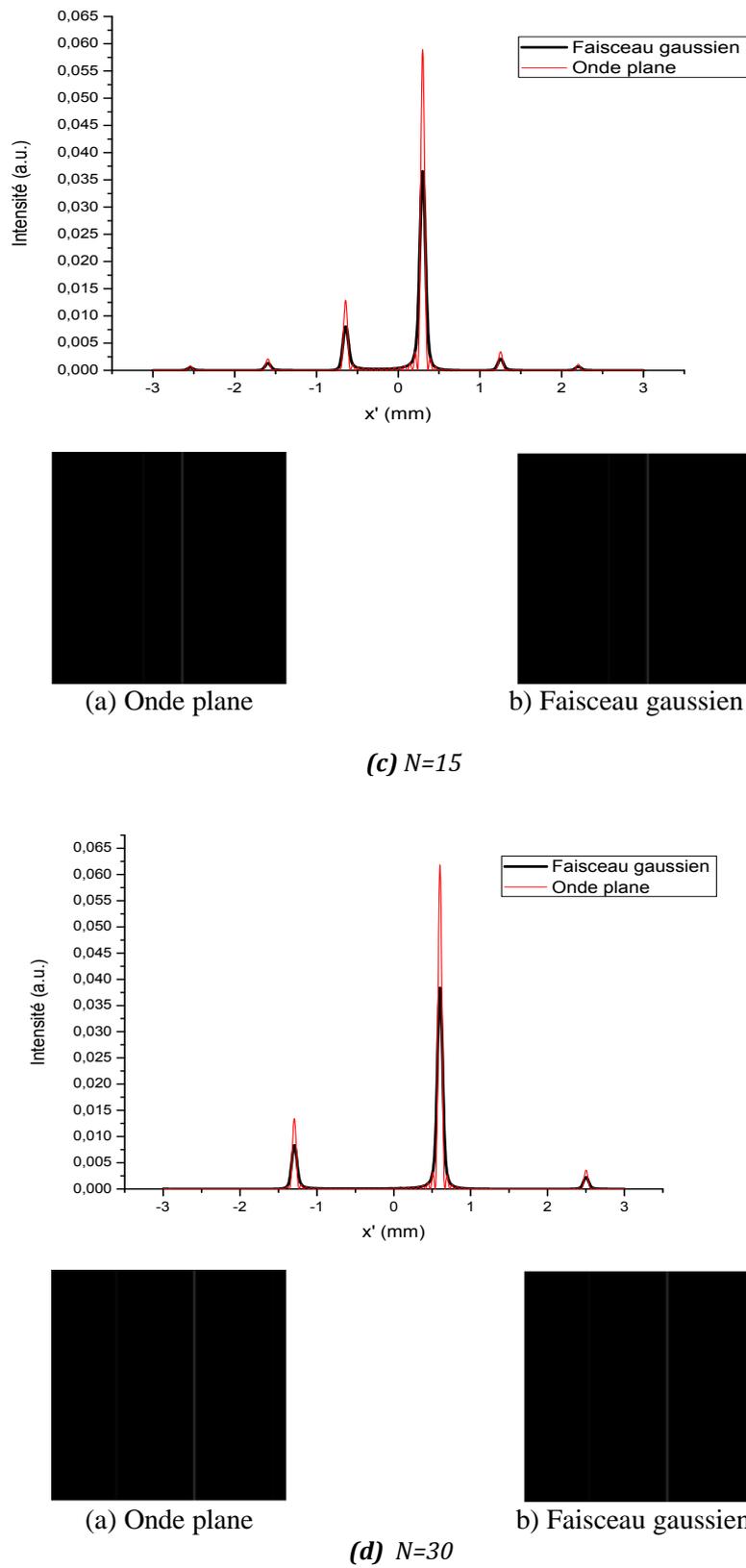


Figure IV.10 : Courbes représentatives de la diffraction à travers un réseau échelon de Michelson pour différents nombres de fentes : (a) $N= 3$, (b) $N= 5$, (c) $N= 15$, (d) $N= 30$.

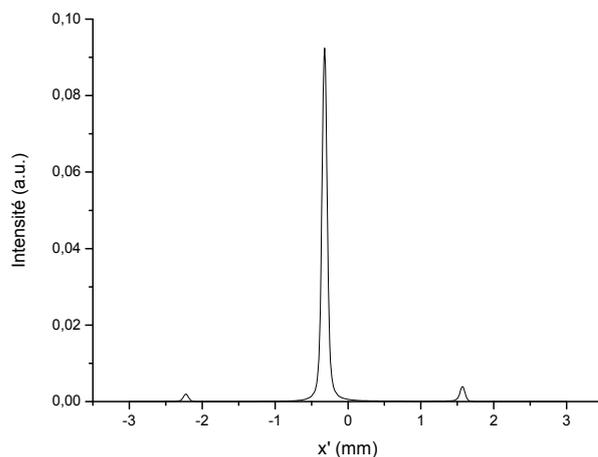
D'après les courbes et les images, nous remarquons dans la partie centrale deux maxima brillants, l'un des deux maxima est plus intense que l'autre. Au début, quand le nombre de fentes est faible les ordres de diffractions sont très proches et chaque fois que le nombre de fentes augmente les ordres de diffractions s'éloignent ; l'intensité des deux lobes et l'allure reste la même.

L'éclairage du composant avec une onde plane ou un faisceau gaussien, nous donne la même position et le même nombre de pics diffraction. La seule différence réside dans l'efficacité de diffraction de l'onde plane qui est un peu plus intense que celle d'une onde gaussienne.

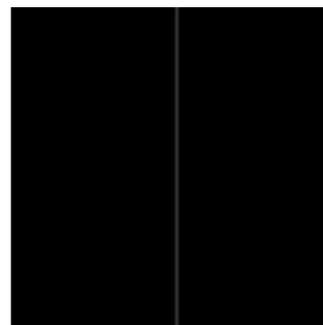
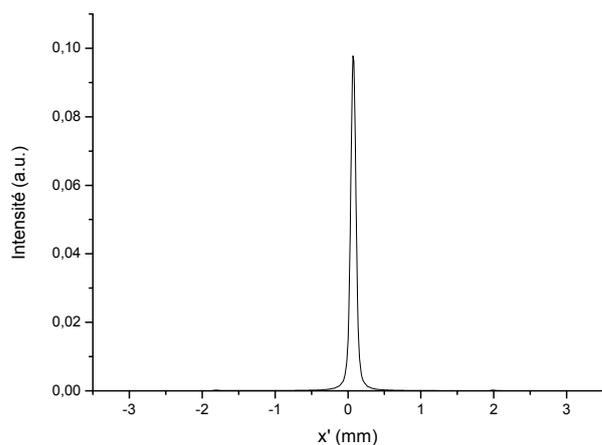
IV.6.2. Étude de la variation de déphasage

La figure IV.11, représente le résultat des calculs effectués de la répartition radiale d'intensité à travers le réseau échelon de Michelson éclairé par un faisceau gaussien.

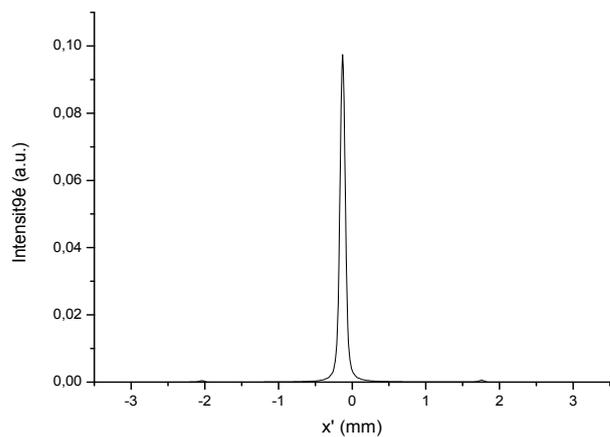
Les paramètres choisis pour la longueur d'onde, le waist, la largeur du réseau et la focale de lentille utilisée, sont les mêmes que précédemment. Pour ce calcul, on a choisi un nombre de fentes $N = 30$ et différentes épaisseurs : $e = 0.09\text{mm}$, $e = 0.1\text{mm}$, $e=0.5\text{mm}$, $e=0.8\text{mm}$. On a pris aussi un déphasage de π qui correspond à une épaisseur $e=\lambda/2n$.



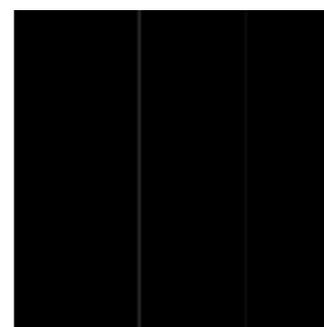
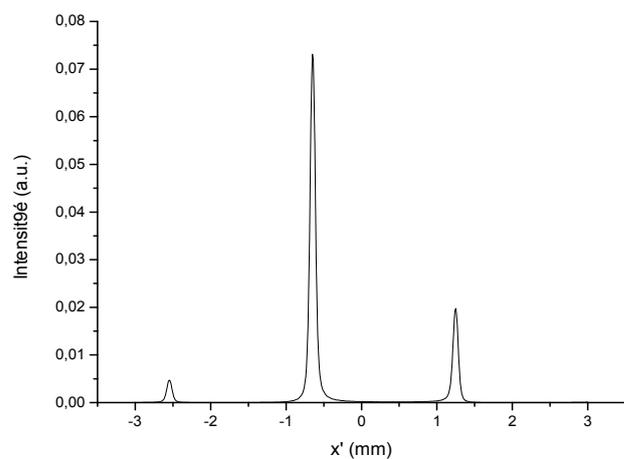
(a) Déphasage de π



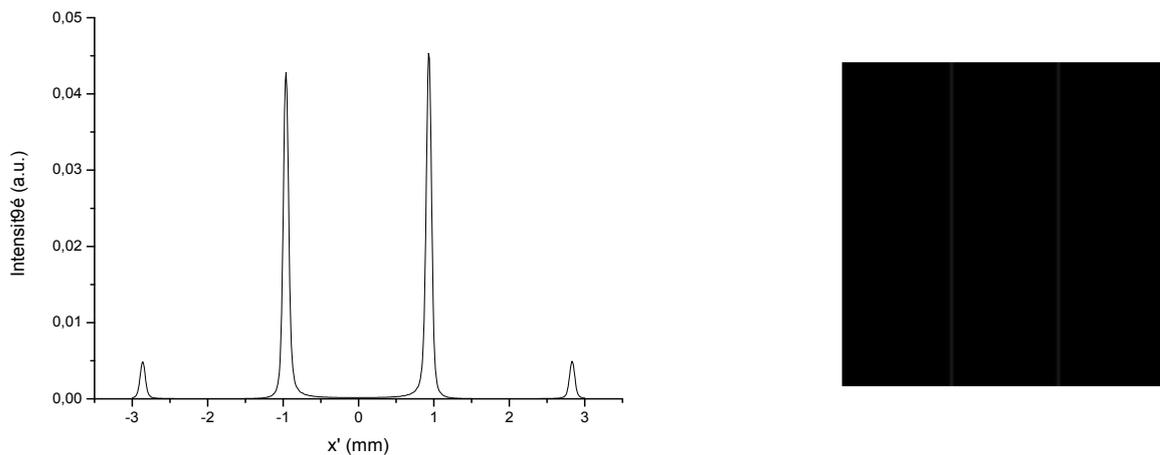
(b) $e=0.09\text{mm}$



(c) $e=0.1\text{mm}$



(d) $e=0.5\text{mm}$



(e) $e=0.89\text{mm}$

Figure IV.11 : Courbes représentatives de la diffraction à travers un réseau échelon de Michelson en variant le déphasage.

D'après les courbes et les images, nous remarquons que la variation de déphasage influe sur l'allure des courbes. Quand l'épaisseur des lames est égale 0.09mm, on remarque un seul ordre qui est un peu décalé du centre vers le sens positif. En augmentant l'épaisseur 0.1mm, il y aura un déplacement de ce pic vers l'autre sens, et chaque fois qu'on augmente l'épaisseur, on obtient d'autres ordres avec une intensité qui varie à chaque fois. Quand l'épaisseur $e \approx 0.8\text{mm}$, les deux pics de l'ordre 1 et -1 sont presque égaux.

D'après les calculs des réseaux de diffractions classiques qu'on a fait, on a remarqué que les ordres de diffraction présentent une dispersion en augmentant le nombre de fentes constituant les réseaux. Cette propriété permet de les utiliser largement comme éléments dispersifs dans les instruments spectrographiques, et aussi ils peuvent être utilisés comme séparateurs de faisceaux ou combineurs de faisceaux dans divers dispositifs laser ou interféromètres.

IV.7. Diffraction d'un faisceau d'ordre supérieur Laguerre-Gauss (LG_{p0}) à travers un échelon circulaire

IV.7.1. Description de l'échelon circulaire

Cette partie est consacrée à la transformation d'un faisceau laser d'ordre supérieur Laguerre Gauss LG_{p0} en faisceaux gaussien. Cette transformation est accompagnée par une amélioration de la résolution longitudinale (réduction de Z_R) et de la résolution transversale (réduction de la largeur du faisceau focalisé W_f).

Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.

Les optiques diffractives à symétrie de révolution ont attiré le plus d'attention car elles sont structurellement simples et relativement faciles à fabriquer en utilisant des techniques de fabrication communément disponibles. Les EODs de phase à symétries peuvent fournir une plus grande fraction de la puissance optique incidente à l'échantillon. Nous proposons une technique de super résolution transversale permettant de se concentrer sur une taille de point focal significativement petite, cette technique est basée sur l'utilisation d'un EOD à symétrie de révolution qui est l'échelon circulaire [78]. Le principal avantage de cette technique est la possibilité de donner des résultats prometteurs spécifiquement dans la fabrication sans avoir besoin d'un outillage et d'un usinage coûteux comme la lithographie.

Les performances d'un système optique se caractérisent généralement par la mesure de la largeur à mi-hauteur (FWHM). Nous mesurons le (FWHM) et l'intensité dans le plan focal d'une lentille de focalisation du faisceau gaussien résultant.

L'échelon circulaire est constitué d'un empilement de lames circulaires de diamètres décroissants :

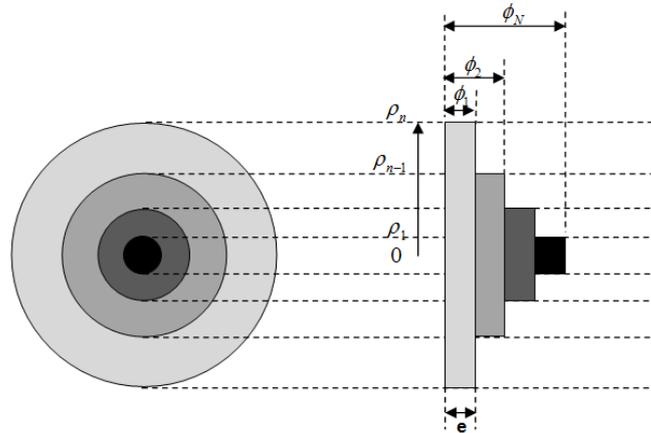


Figure IV.12 : Schéma représentatif d'un réseau échelon circulaire.

Ce réseau se compose d'une multi lames caractérisées par la transmittance complexe donnée par :

$$\tau(\rho) = \exp(-i\Delta\phi_N) \quad (IV.1)$$

Dont, ρ est la coordonné radiale.

Nous choisissons une différence de phase multiple de π , $\Delta\phi_N = N * \pi$.

L'échelon circulaire est constitué de plusieurs lames transparentes, d'indice de réfraction n , ayant une profondeur e et un diamètre $2\rho_n$. Lorsqu'un faisceau Laguerre-Gaussien TEM_{p0} d'ordre p est incident sur l'échelon circulaire, les différents lobes du

Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.

faisceau subissent des déphasages. Selon l'ordre p du mode de Laguerre-Gauss à transformer, on peut choisir le nombre de lames constituant l'échelon circulaire, il est composé de $(p+1)$ lames. Les rayons des lames sont modélisés selon les zéros du polynôme de Laguerre.

Un faisceau Laguerre-Gauss est un faisceau gaussien modulé par les polynômes de Laguerre. Les polynômes de Laguerre sont les solutions de l'équation différentielle de Laguerre exprimée par l'équation différentielle (I.18).

Les premiers polynômes de Laguerre jusqu'au 5 ème ordre sont les suivants :

$$\begin{aligned}
 L_0(x) &= 1; \\
 L_1(x) &= 1 - x; \\
 L_2(x) &= x^2 - 4x + 2; \\
 L_3(x) &= -x^3 + 9x^2 - 18x + 6; \\
 L_4(x) &= x^4 - 16x^3 + 72x^2 - 96x + 24; \\
 L_5(x) &= -x^5 + 25x^4 - 200x^3 + 600x^2 - 600x + 120;
 \end{aligned}$$

En introduisant la coordonnée transversale réduite $x = 2\rho^2/W^2$, le polynôme de Laguerre suit les expressions données dans le tableau suivant :

Tableau IV.1 : Polynômes de Laguerre $L_p(2\rho^2/W^2)$

P	Beam	L_p
0	TEM ₀₀	1
1	TEM ₁₀	$1 - \frac{2\rho^2}{W^2}$
2	TEM ₂₀	$\frac{4\rho^4}{W^4} - \frac{8\rho^2}{W^2} + 2$
3	TEM ₃₀	$-\frac{8\rho^6}{W^6} + \frac{36\rho^4}{W^4} - \frac{36\rho^2}{W^2} + 6$
4	TEM ₄₀	$\frac{16\rho^8}{W^8} - \frac{128\rho^6}{W^6} + \frac{288\rho^4}{W^4} - \frac{192\rho^2}{W^2} + 24$
5	TEM ₅₀	$-\frac{32\rho^{10}}{W^{10}} + \frac{400\rho^8}{W^8} - \frac{1600\rho^6}{W^6} + \frac{2400\rho^4}{W^4} - \frac{1200\rho^2}{W^2} + 120$

Ces polynômes s'annulent selon les zéros donnés par le tableau suivant :

Tableau IV.2 : Les zéros des polynômes de Laguerre $L_p(\rho/W) = 0$.

P	Valeurs en (mm) de (ρ_i/w) tel que $L_p(\rho_i/w)=0$						
1	0.707106						
2	0.541195	1.306562					
3	0.455946	1.071046	1.773407				
4	0.401589	0.934280	1.506090	2.167379			
5	0.363015	0.840041	1.340975	1.882260	2.511040		

Le champ de diffraction résultant à l'infini est calculé dans le cadre de la théorie de diffraction scalaire. La distribution d'amplitude du champ électrique associé au faisceau diffracté $E(r, z')$, à une distance z' du (DOE + lentille) comme montré sur la figure IV.13, peut être obtenue à partir de la formule (III.3), avec $U = \tau(\rho)E_{in}(\rho)$.

$$E_{in}(\rho) = L_p \left(\frac{2\rho^2}{W^2} \right) \exp \left(-\frac{\rho^2}{W^2} \right) \quad (IV.2)$$

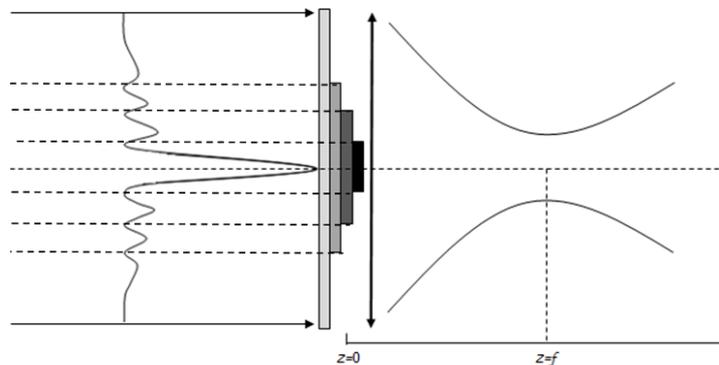


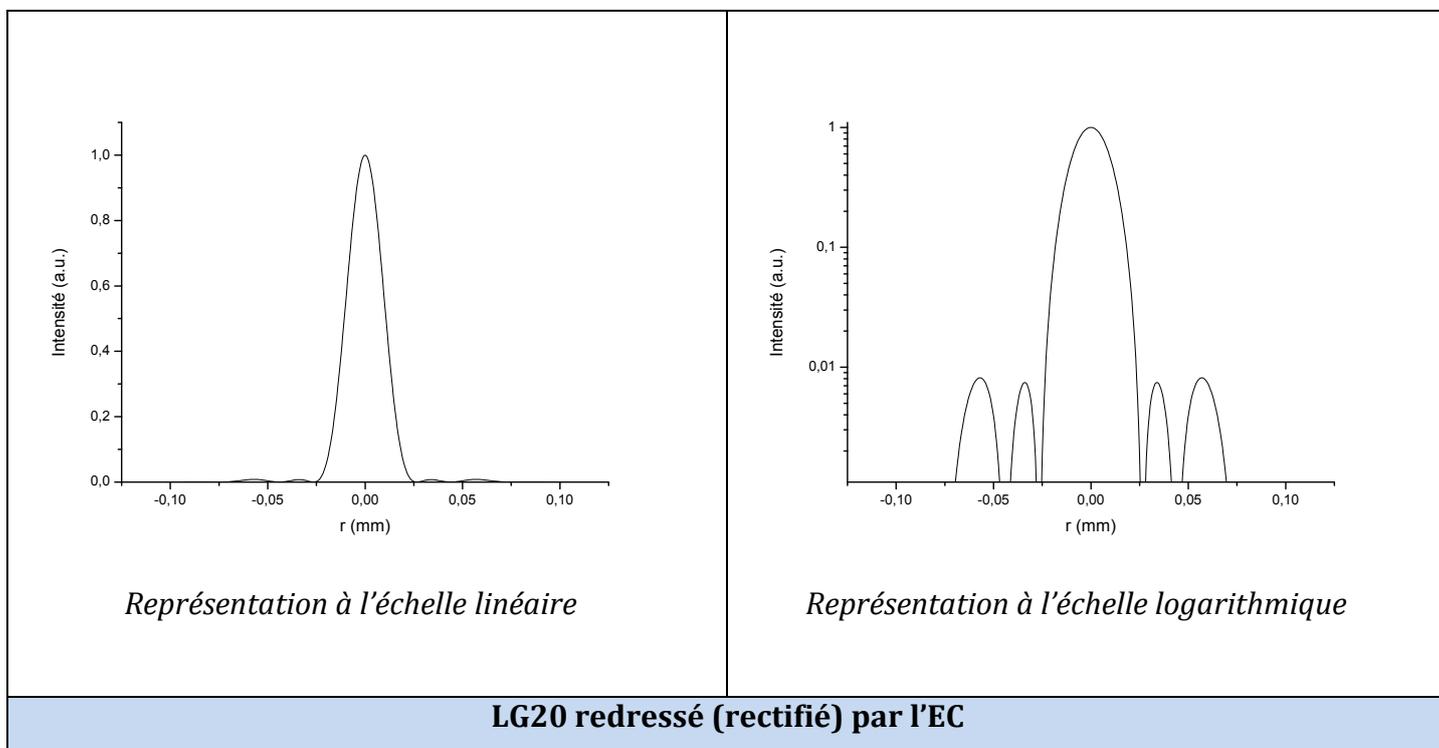
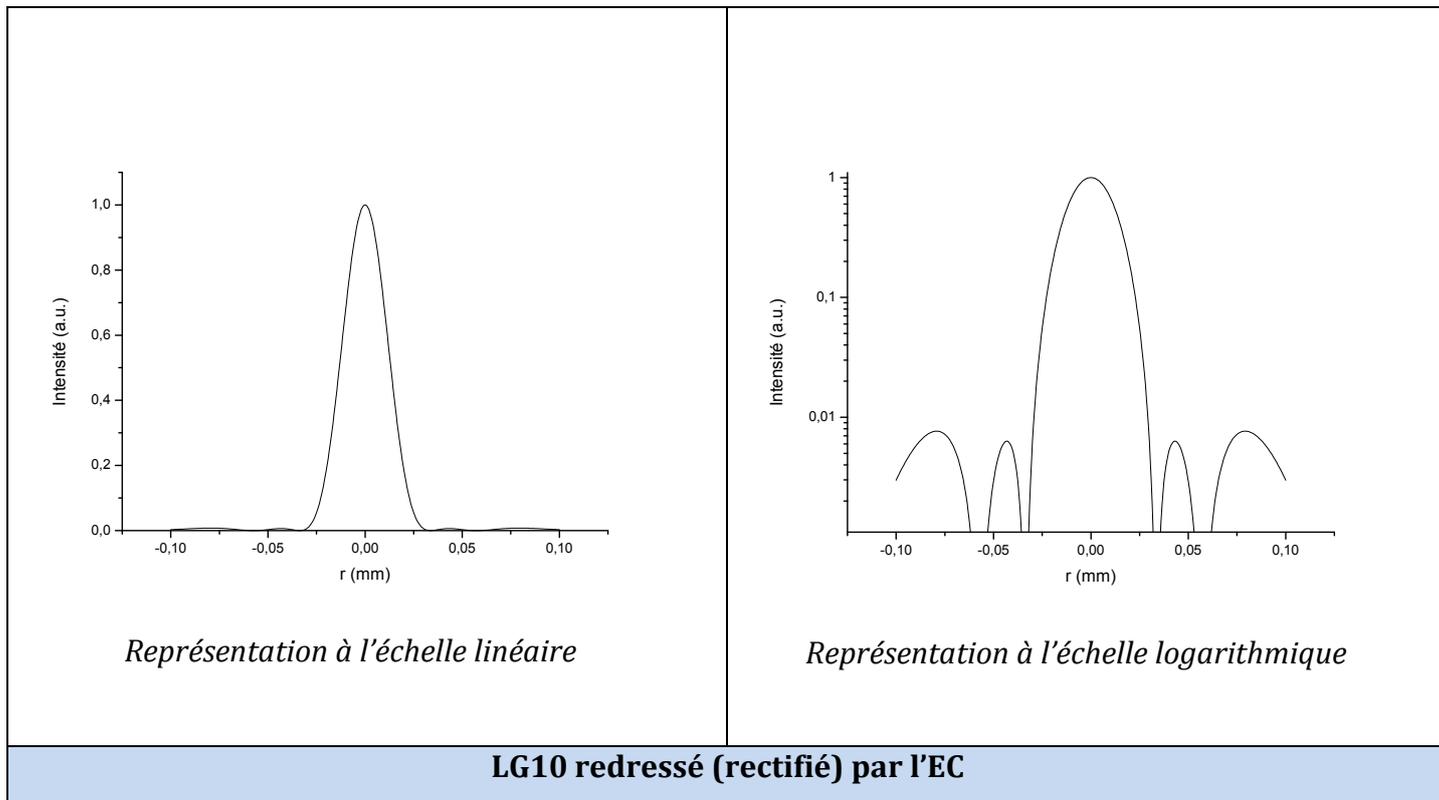
Figure IV.13 : Schéma représentatif de diffraction d'un faisceau Laguerre-Gauss par un réseau échelon circulaire.

IV.7.2. Calcul numérique des faisceaux Laguerre-Gauss LG_{p0} redressés par l'échelon circulaire (EC)

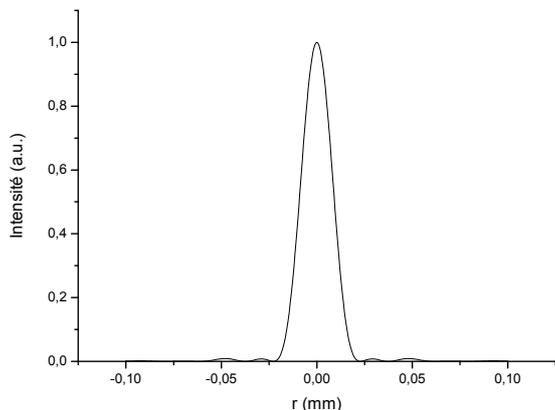
On calcule la distribution radiale de l'intensité à travers le réseau échelon circulaire au champ lointain ou au point focal d'une lentille convergente. Comme nous travaillons dans le plan focal de la lentille, donc $z = f$.

Pour tous le calcul numérique on considère les valeurs de paramètres suivantes : $w=1\text{mm}$, $f=100\text{ mm}$, $\lambda = 1,06\mu\text{m}$.

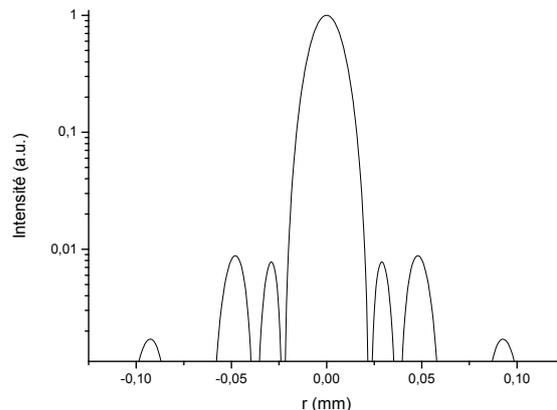
Voici les courbes qui représentent la diffraction d'un faisceau Laguerre-Gauss jusqu'à l'ordre $p=5$, à l'échelle linéaire et à l'échelle logarithmique :



Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.

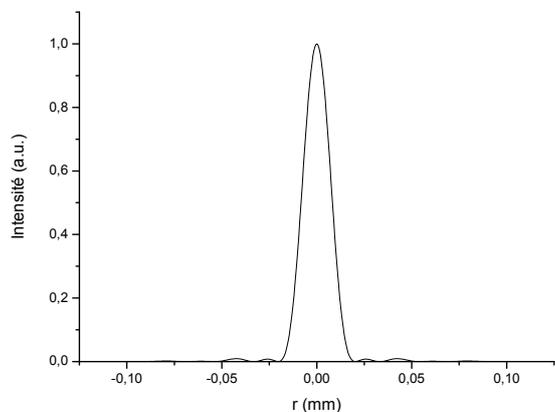


Représentation à l'échelle linéaire

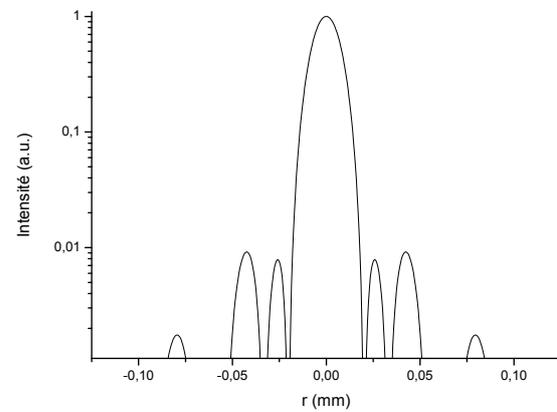


Représentation à l'échelle logarithmique

LG30 redressé (rectifié) par l'EC



Représentation à l'échelle linéaire



Représentation à l'échelle logarithmique

LG40 redressé (rectifié) par l'EC

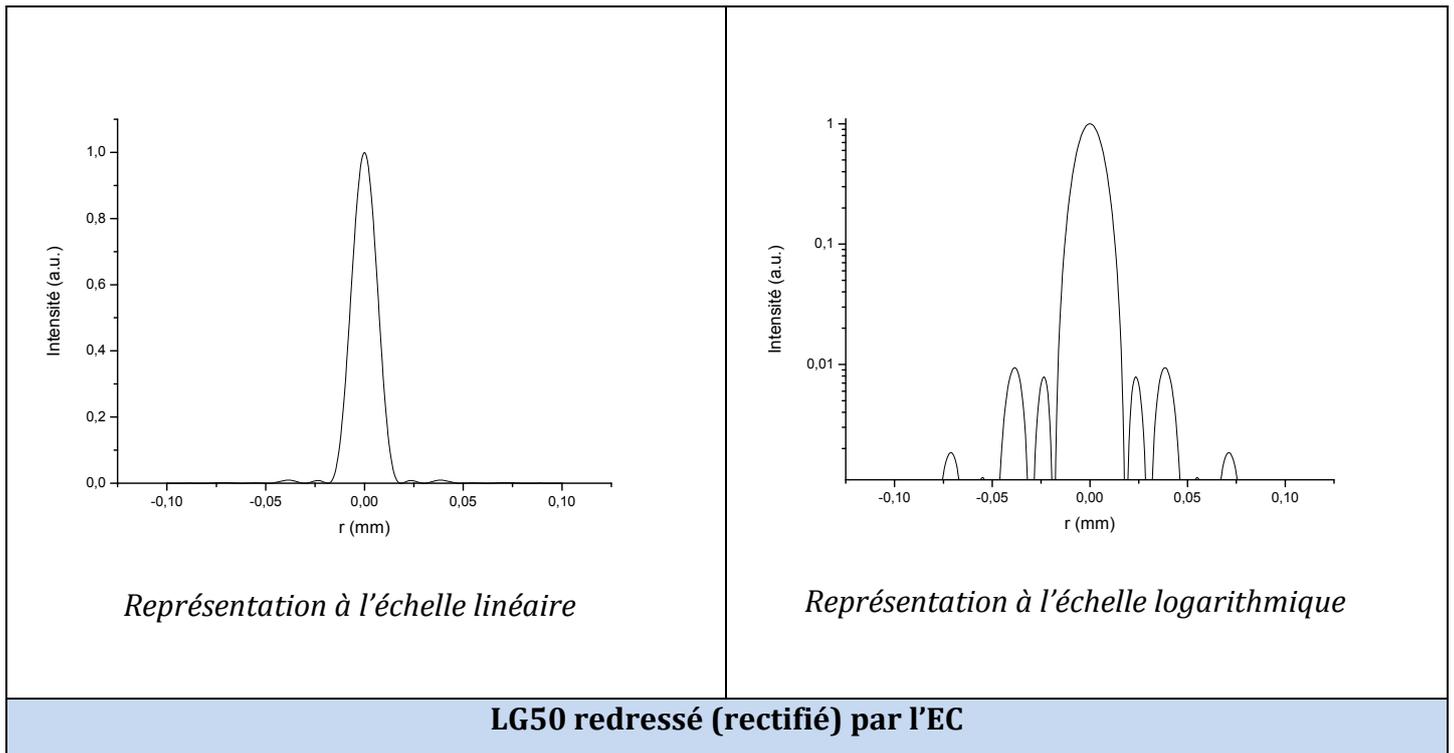


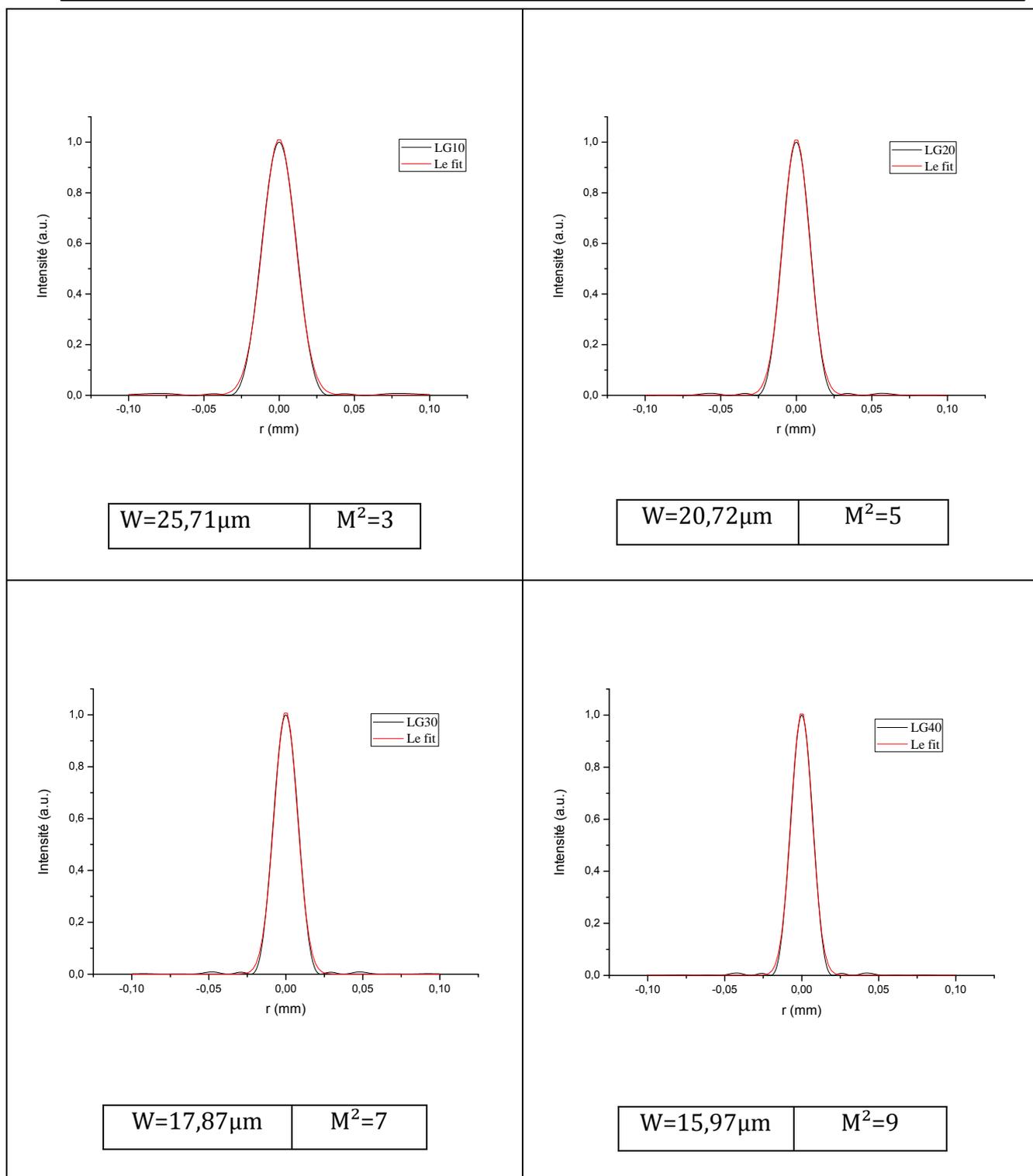
Figure IV.14 : Courbes représentatives des faisceaux de Laguerre-Gauss (jusqu'à l'ordre 5) rectifiés par l'échelon circulaire (représentation linéaire et logarithmique).

D'après les représentations des distributions des intensités, nous remarquons que les distributions obtenues ressemblent à la distribution gaussienne. Sur les échelles logarithmiques, on remarque que les lobes secondaires des faisceaux Laguerre-Gauss LG_{p0} redressés n'excèdent pas 1% par rapport au lobe central, ce qui montre la bonne transformation.

IV.7.3. Le lissage des courbes

On a fait aussi des lissages des courbes par le logiciel Origin pour les distributions gaussiennes obtenues après la transformation par l'EOD et la focalisation par la lentille. Les lissages obtenus avec leurs caractéristiques statistiques sont illustrés dans la figure IV.15.

Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.



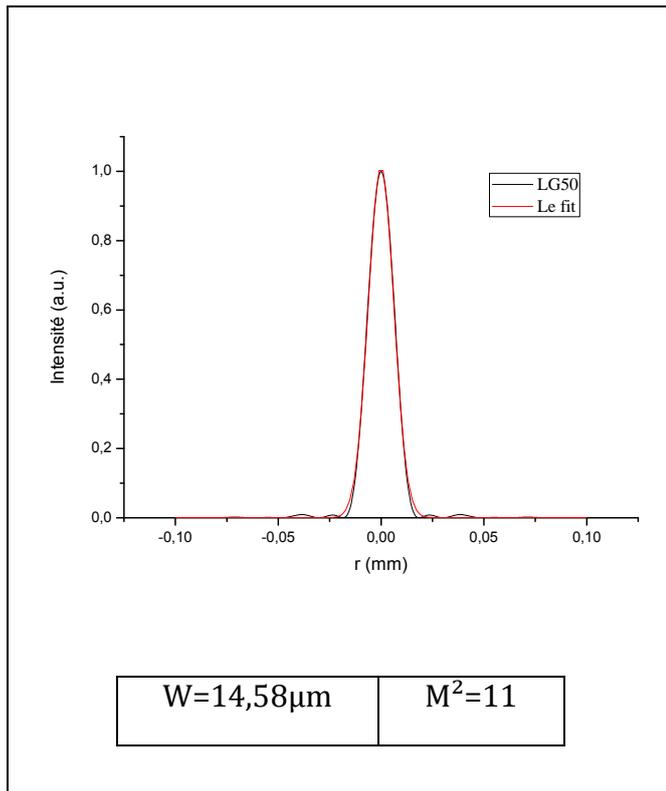


Figure IV.15 : Lissage des courbes après la transformation en faisceau gaussien par l'échelon circulaire.

Les valeurs de W_f et M^2 , qui représentent les largeurs à mi-hauteur du faisceau transformé au point focal de la lentille de focalisation et le facteur de qualité (voir figure IV.15), sont-elles calculées à partir des courbes lissées

On voit que la largeur du faisceau redressé est inversement proportionnelle à l'ordre du faisceau de Laguerre-Gauss, donc pour obtenir des faisceaux redressés de très faibles dimensions, il faut choisir des faisceaux Laguerre-gauss d'ordre supérieur.

IV.7.4. Calcul de Z_r

La longueur de Rayleigh est la distance comptée en partant du waist jusqu'à la distance où la taille du faisceau a augmenté d'un facteur $\sqrt{2}$. C'est un paramètre important il définit la distance sur laquelle le faisceau laser garde une taille relativement constante (comprise entre w_0 et $\sqrt{2}w_0$). Au niveau de cette distance, on peut considérer l'onde comme étant plane et le rayon de courbure présente sa valeur minimale.

Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.

On calcule les distances de Rayleigh Z_r après la transformation des faisceaux LG_{p0} en faisceaux gaussiens par l'élément diffractant. On calcule la largeur de Rayleigh du faisceau par la relation (I.41).

Comme application numérique, les résultats obtenus sont dans le tableau suivant :

Tableau IV.3 : Z_r après redressement des faisceaux LG_{p0}

LG_{p0}	LG_{10}	LG_{20}	LG_{30}	LG_{40}	LG_{50}
M_p^2	3	5	7	9	11
W (μm)	25,71	20,72	17,87	15,97	14,58
Z_r (μm)	653,02	254,47	135,20	83,98	57,27

A partir des résultats obtenus dans le tableau IV.3 on voit que les distances de Rayleigh des faisceaux redressés sont inversement proportionnelles à l'ordre du faisceau de Laguerre-Gauss, donc, pour obtenir des faisceaux redressés de Z_r très petits, on choisit des faisceaux Laguerre-gauss d'ordre supérieur.

IV.7.5. Comparaison avec des résultats obtenus en utilisant des EODs de phase binaires [79].

On a fait le même calcul numérique en utilisant des EODs de phase binaires figure IV.16, constitués de différentes zones annulaires de tel sorte que la différence de phase entre un anneau et son voisin est égale à π .

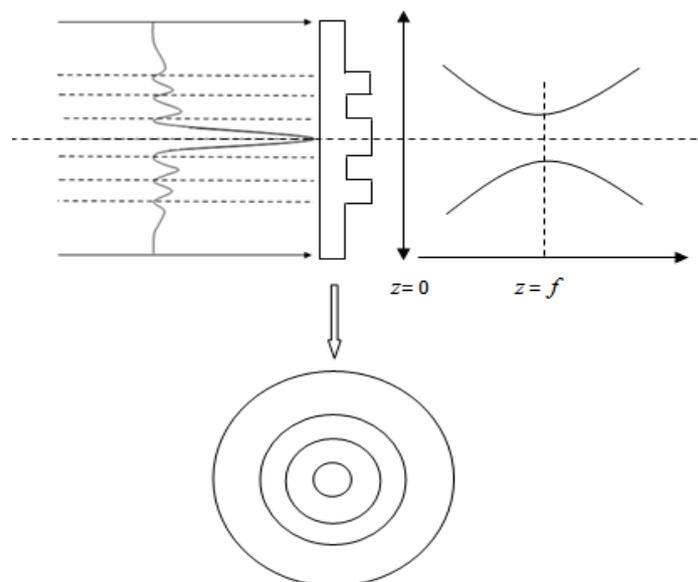


Figure IV.16 : Schéma représentant l'EOD binaire utilisé pour la transformation des faisceaux LG_{p0} .

Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.

Les résultats de la diffraction par l'EOD binaire montre des courbes qui ressemblent aux courbes obtenues par l'échelon circulaire. Les comparaisons des deux résultats sont montrées sur la figure IV.17 :

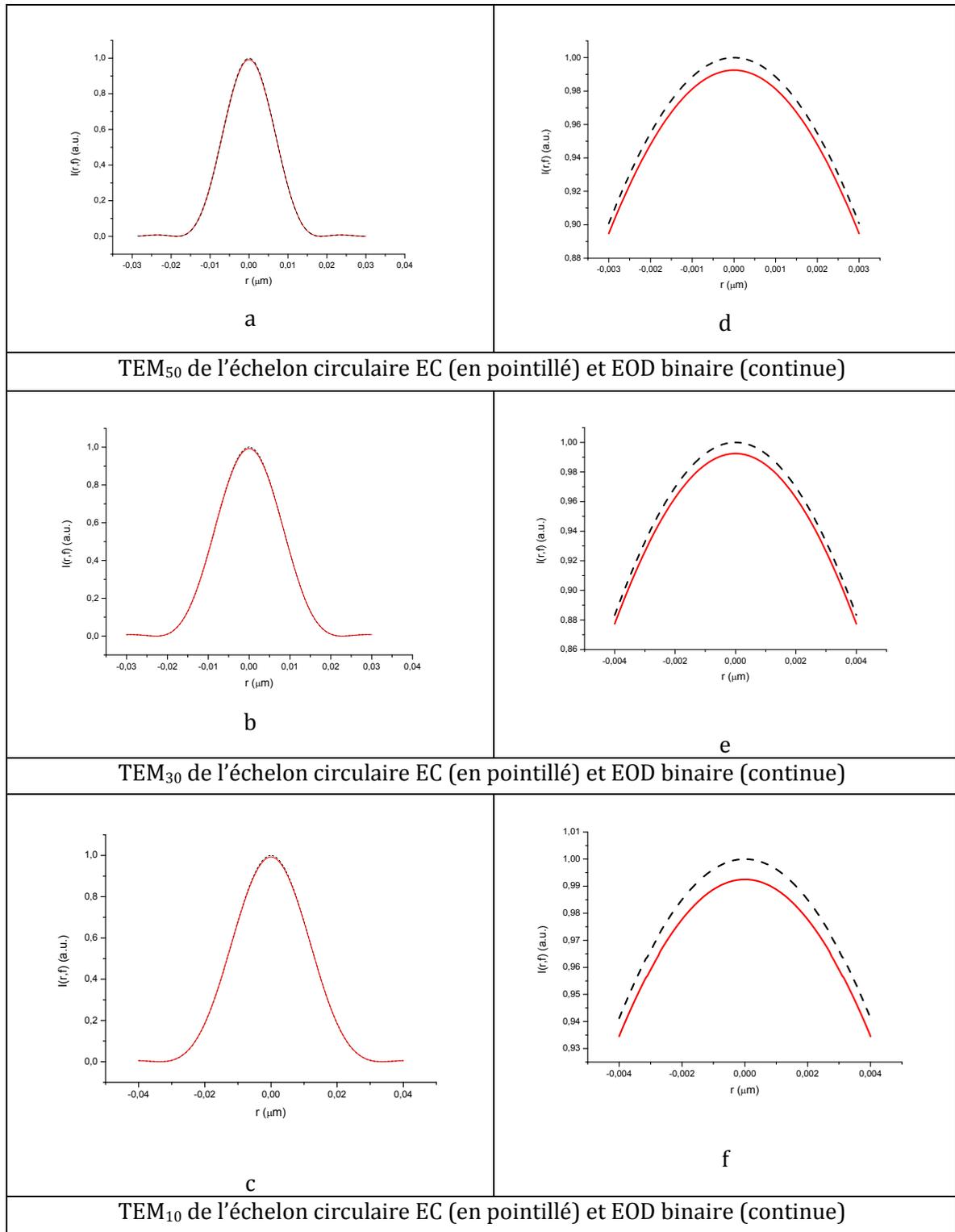


Figure IV.17 : Comparaison de la diffraction des faisceaux Laguerre-Gauss par l'EC, et l'EOD binaire : (a) (b) (c) sont les courbes de diffraction ; (d) (e) (f) sont le zoom des parties centrales.

Nous pouvons voir également que les faisceaux diffractés résultants en champ lointain par l'EOD de phase binaire sont caractérisés par des distributions d'intensités semblables à ceux obtenus par l'échelon circulaire. Nous voyons qu'il y a une petite différence dans les intensités ; le faisceau TEM_{p0} rectifié focalisé par échelon circulaire est plus intense que le faisceau TEM_{p0} rectifié focalisé par l'EOD de phase binaire. Nous calculons la largeur à mi-hauteur (FWHM) des deux courbes en utilisant le logiciel (Origin), les résultats sont présentés dans le tableau IV.4 :

Tableau IV.4 : FWHM du faisceau TEM_{p0} rectifié focalisé par l'échelon circulaire et par l'EOD de phase binaire.

Faisceau incident	(FWHM) de l'échelon circulaire(μm)	(FWHM) de l'EOD de phase binaire(μm)
TEM10	25.71	25.71
TEM30	17.87	17.94
TEM50	14.58	14.64

Les résultats obtenus de (FWHM) sont très proches, mais on observe qu'il y a de faibles différences entre les valeurs, celles obtenues par l'échelon circulaire sont plus petites que celles obtenues par l'EOD de phase binaire notamment pour les ordres plus élevés.

L'inconvénient de l'utilisation d'un EOD de phase binaire est qu'il est structurellement difficile à fabriquer parce qu'il nécessite des techniques de fabrications un peu sophistiquées telles que la gravure, le moulage...etc.

IV.7.6. Calcul numérique des faisceaux Laguerre-Gauss LG_{p0} redressés par l'échelon circulaire en utilisant des valeurs proches des zéros de Laguerre-Gauss

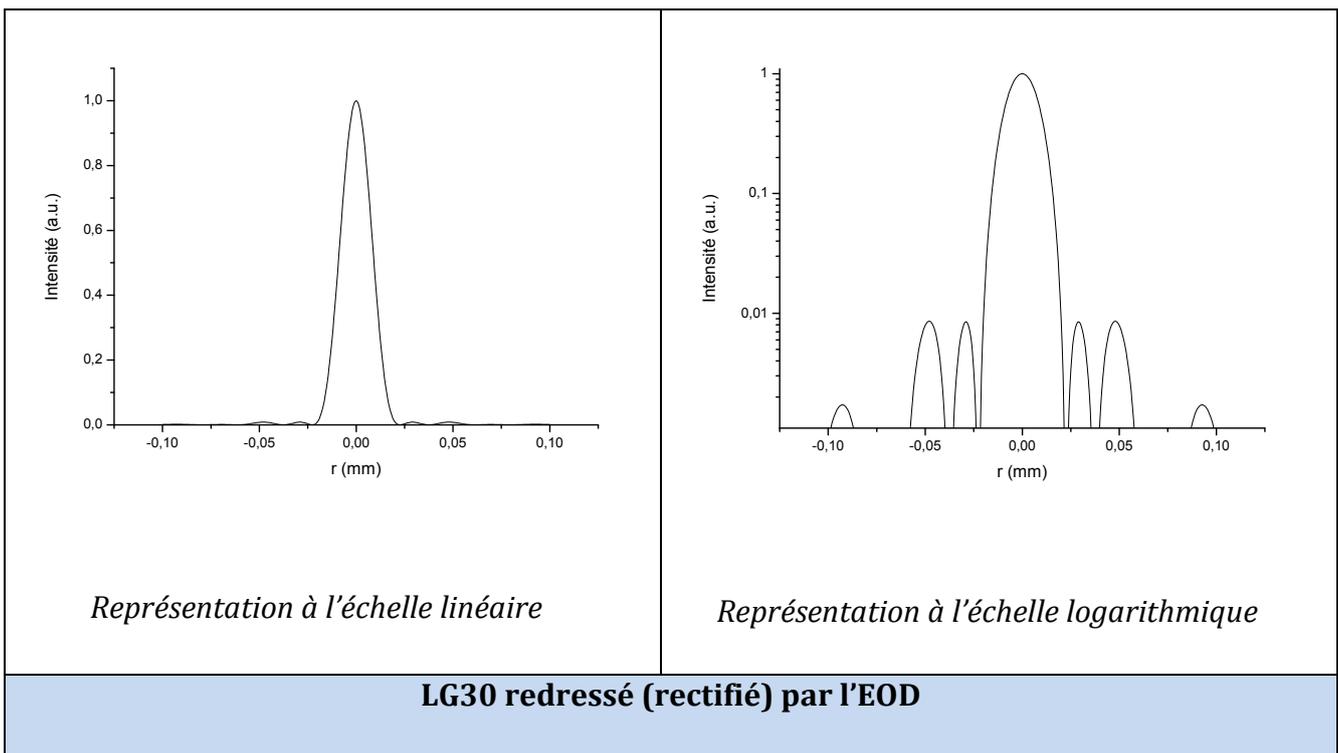
Précédemment l'élément optique diffractif de phase que ce soit un échelon circulaire ou un EOD de phase binaire est conçu d'une manière où les sauts de phase sont confondus avec les zéros de Laguerre-Gauss ; mais il sera pratiquement très difficile ou peut être impossible de réaliser cette EOD de phase avec ces conditions. On a pensé de décaler un peu ces valeurs, et voir l'effet sur le faisceau diffracté ; donc on a choisis des diamètres des lames constituants l'échelon très simple à réaliser pratiquement. Voici dans le tableau suivant les nouvelles valeurs qu'on a choisi pour un échelon circulaire de phase :

Tableau IV.5 : Les nouvelles valeurs ρ_i de l'échelon circulaire (EC)

P	Valeurs de ρ_i de l'(EC) en (mm)				
3	0.4	1.1	1.8		
4	0.4	0.9	1.5	2.2	
5	0.3	0.9	1.4	1.9	2.5

Dans ce cas aussi on calcule la distribution radiale de l'intensité à travers le réseau échelon circulaire au point focal de la lentille convergente.

Voici les courbes qui représentent la diffraction d'un faisceau Laguerre-Gauss pour les ordres $p=3,4$ et 5, à l'échelle linéaire et à l'échelle logarithmique :



Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.

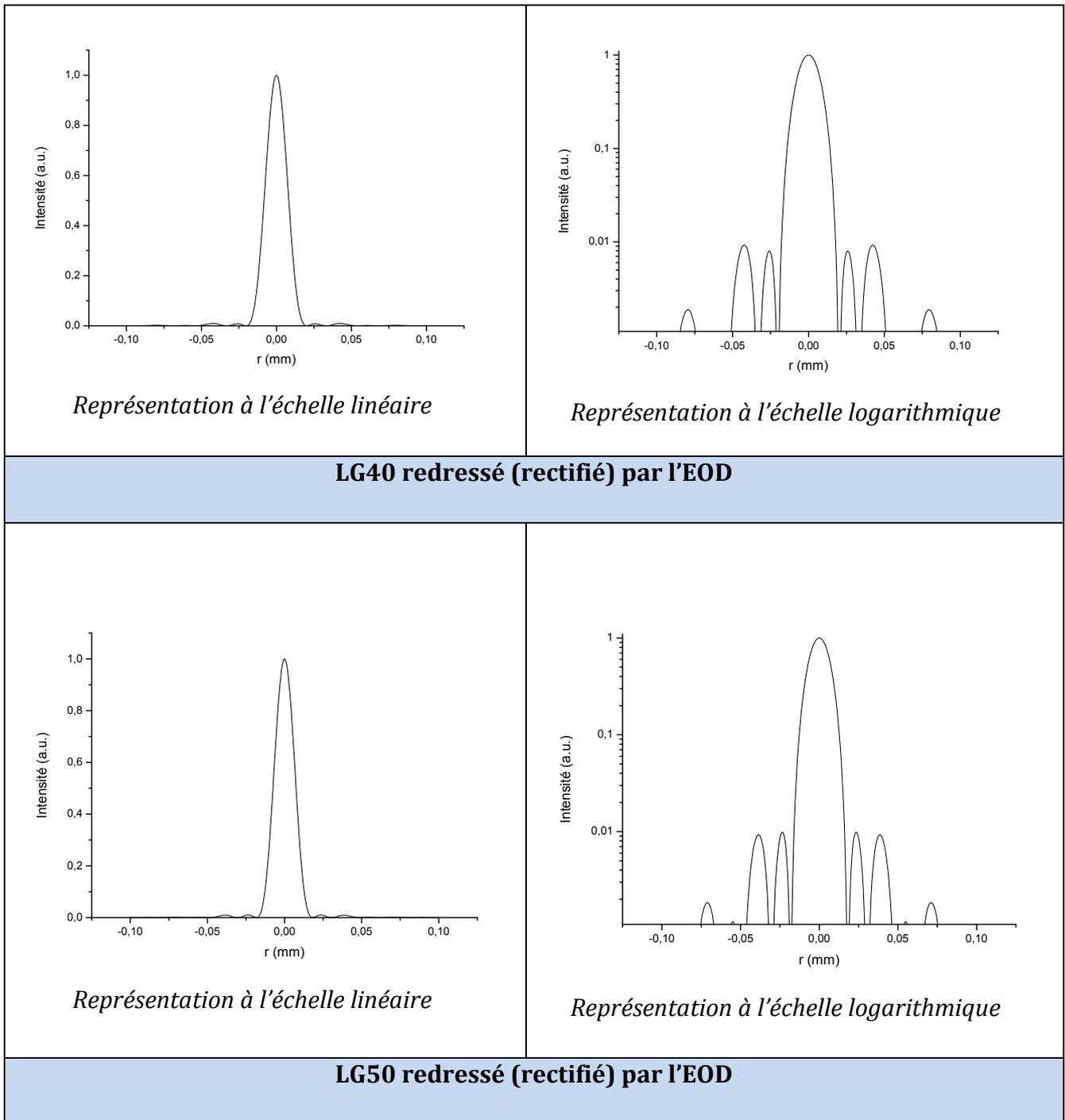


Figure IV.18 : Courbes représentatives des faisceaux de Laguerre-Gauss rectifiés par l'échelon circulaire avec nouvelles valeurs de ρ_i (représentation linéaire et logarithmique).

Nous calculons aussi la largeur à mi-hauteur (FWHM) des courbes ; les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

Tableau IV.6 : FWHM du faisceau TEM_{p0} rectifié focalisé par l'échelon circulaire

Faisceau incident	(FWHM) de l'échelon circulaire avec les zéros de Laguerre-Gauss (μm)	(FWHM) de l'échelon circulaire avec les nouvelles valeurs proches des zéros de Laguerre-Gauss (μm)
TEM30	17.87	17.81
TEM40	15.97	15.95
TEM50	14.58	14.45

D'après les résultats obtenus, nous remarquons aussi que les distributions obtenues ressemblent à la distribution gaussienne, et sur les échelles logarithmiques ; les lobes secondaires des faisceaux Laguerre-Gauss LG_{p0} redressés n'excèdent pas 1% par rapport au lobe central, ce qui montre aussi la bonne transformation. Ce qui est plus important, ici c'est qu'un tel EOD avec les nouvelles ρ_i , donne un faisceau gaussien avec une largeur à mi-hauteur plus fine que l'EOD qui est conçu avec des zéros de Laguerre-Gauss. Donc en conclusion il est préférable d'utiliser un échelon circulaire de phase avec des valeurs ρ_i proches des zéros de Laguerre-Gauss, pour transformer un faisceau Laguerre-Gauss en un faisceau gaussien de très faibles dimensions au point focal d'une lentille convergente et aussi avec le moindre coût.

IV.7.7. Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un échelon circulaire avec des valeurs ρ_i confondues avec les zéros de Laguerre-Gauss

On a pensé à faire l'inverse, c'est-à-dire d'envoyer un faisceau gaussien et de voir la distribution d'intensité diffractée par l'EC, on a choisi les mêmes conditions qu'auparavant. La figure IV.19, illustre les courbes obtenues pour un échelon circulaire conçu avec des valeurs de ρ_i confondues avec les zéros de Laguerre-Gauss LG30, LG40 et LG50 :

Chapitre IV : Simulations numériques de la diffraction à travers des éléments optiques diffractifs complexes.

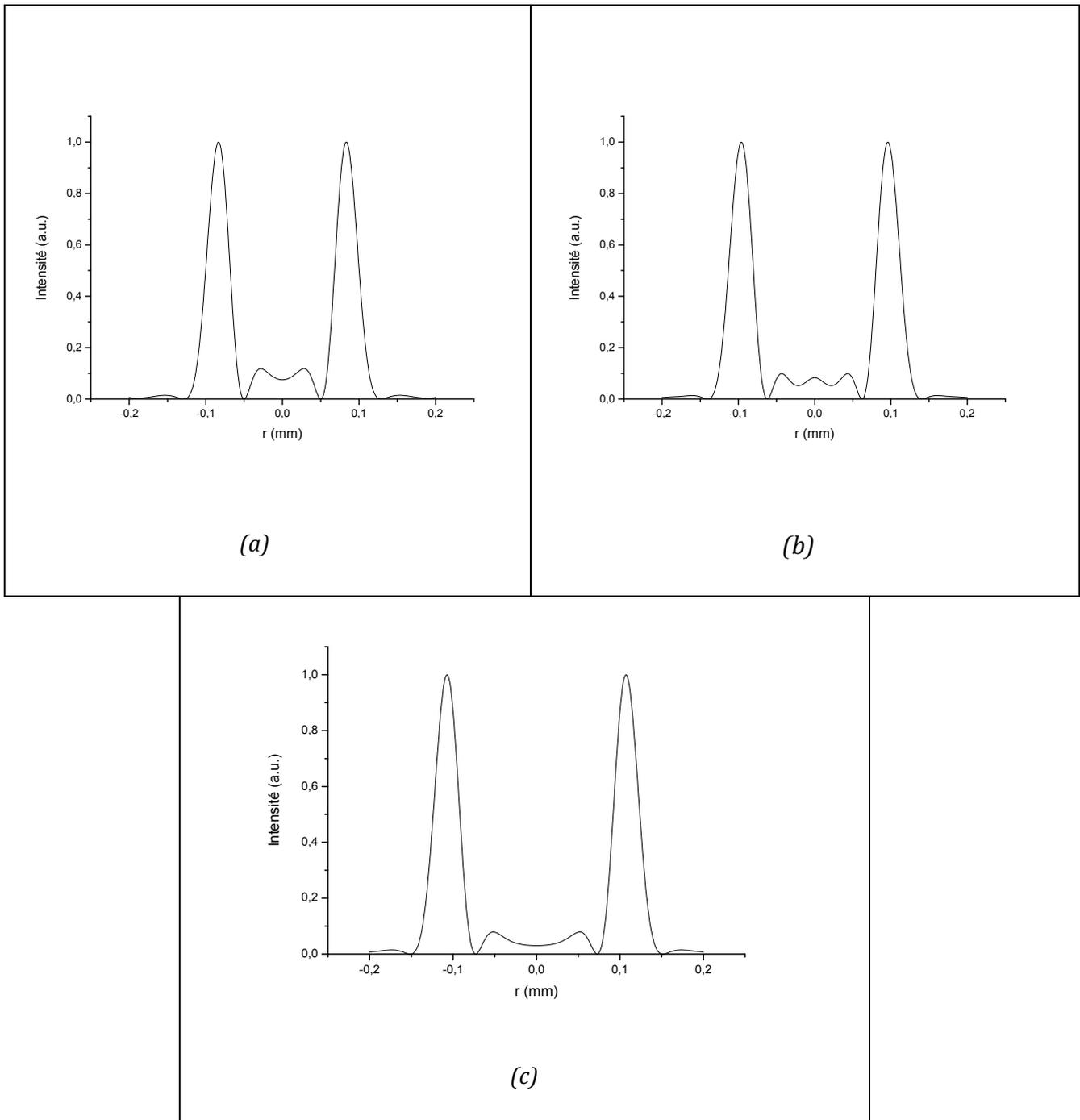


Figure IV.19 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau Gaussien à travers un EC de rayons ρ_i confondus avec les zéros de Laguerre-Gauss : (a) LG30, (b) LG40, (c) LG50.

Donc d'après les courbes de la figure ci-dessous, on voit qu'on ne peut pas obtenir des faisceaux Laguerre-Gauss LG_{p0} avec un échelon circulaire conçu avec des valeurs de ρ_i confondus avec les zéros de Laguerre-Gauss ; mais il est possible de les obtenir avec un échelon circulaire conçu avec des valeurs de ρ_i décalés des zéros de Laguerre-Gauss. A

titre d'exemple pour obtenir un faisceau Laguerre-Gauss LG_{50} on doit utiliser un échelon circulaire conçu avec des valeurs de ρ_i (0.13, 0.29, 0.43, 0.58, 0.85), avec ces valeurs on voit qu'on obtient à la sortie un faisceau très proche de Laguerre-Gauss LG_{50} (voir figure IV.20).

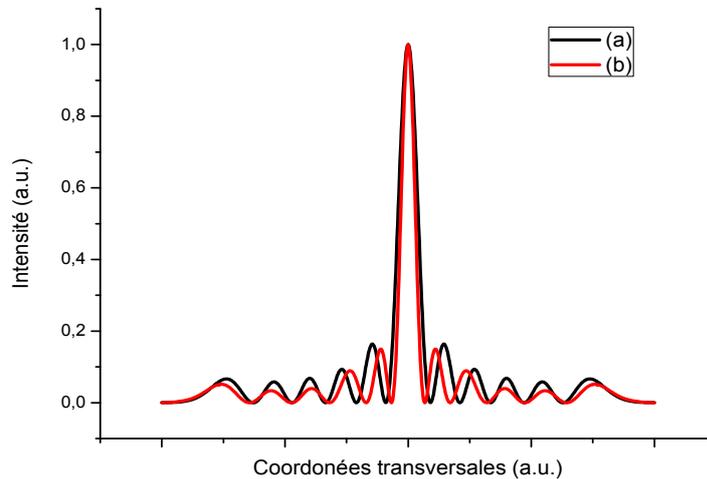


Figure IV.20 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau Gaussien à travers un EC de rayons ρ_i décalés des zéros de LG_{50} : (a) LG_{50} idéal, (b) LG_{50} simulé.

IV.8. Effet du changement de l'angle d'inclinaisons α

Dans ce cas l'échelon circulaire de phase est conçu en variant l'angle d'inclinaison α (figure IV.21). Le faisceau incident est un faisceau gaussien, en faisant varier ce paramètre on peut voir l'effet sur le faisceau diffracté.

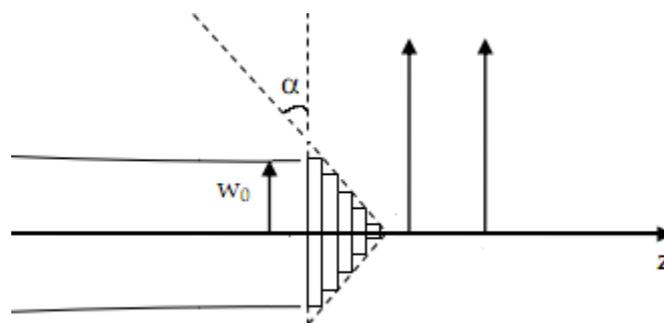


Figure IV.21 : Schéma de principe de diffraction d'un faisceau Gaussien par un réseau échelon circulaire d'angle d'inclinaison α .

On a fait l'étude de l'intensité axiale et de l'intensité radiale diffractée par l'échelon circulaire.

IV.8.1. Distribution axiale de l'intensité à travers l'échelon circulaire

On a choisi de représenter l'intensité axiale pour différents angles d'inclinaison $\alpha_1=10^\circ$, $\alpha_2=20^\circ$ et $\alpha_3=30^\circ$ et en variant à chaque fois le nombre de lames.

IV.8.1.1. Angle d'inclinaison 10°

On a fait nos calculs pour différents nombre de lames $N_1=10$, $N_2=20$ et $N_3=50$ (figure IV.22) :

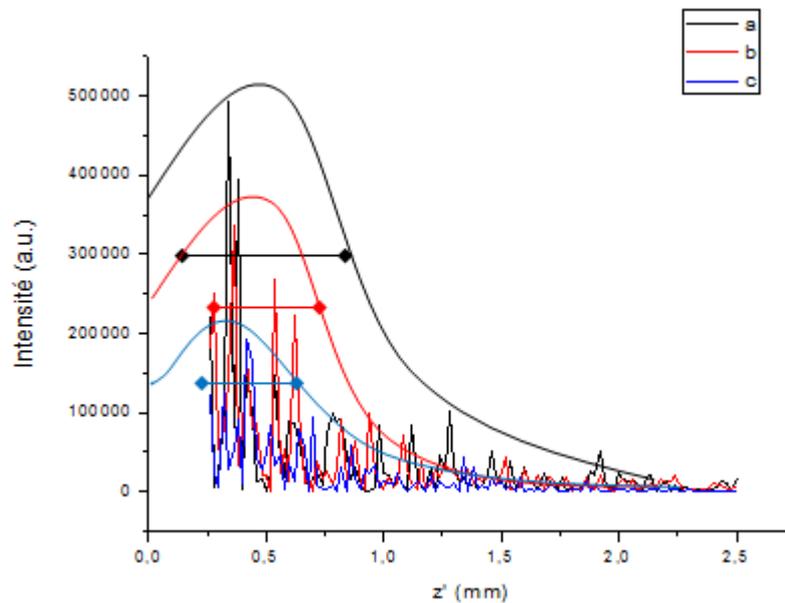


Figure IV.22 : Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau échelon circulaire d'un angle d'inclinaison $\alpha_1=10^\circ$ et différents nombre de lames : (a) $N_1=10$, (b) $N_2=20$, (c) $N_3=50$.

IV.8.1.2. Angle d'inclinaison 20°

On a fait aussi nos calculs pour différents nombre de lames $N_1=10$, $N_2=20$ et $N_3=50$ (figure IV.23) :

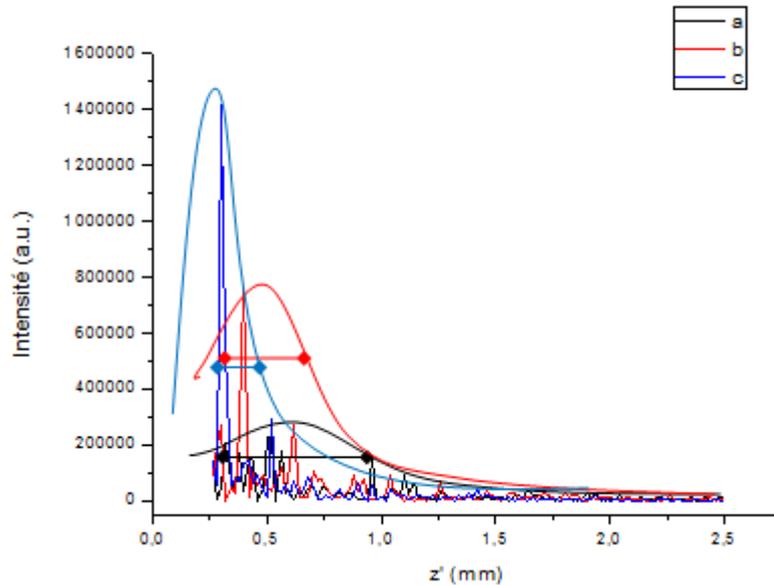


Figure IV.23 : Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau échelon circulaire d'un angle d'inclinaison $\alpha_2=20^\circ$ et différents nombre de lames : (a) $N_1=10$, (b) $N_2=20$, (c) $N_3=50$.

IV.8.1.3. Angle d'inclinaison 30°

On a fait les calculs pour différents nombre de lames $N_1=10$, $N_2=20$ et $N_3=50$ (figure IV.24) :

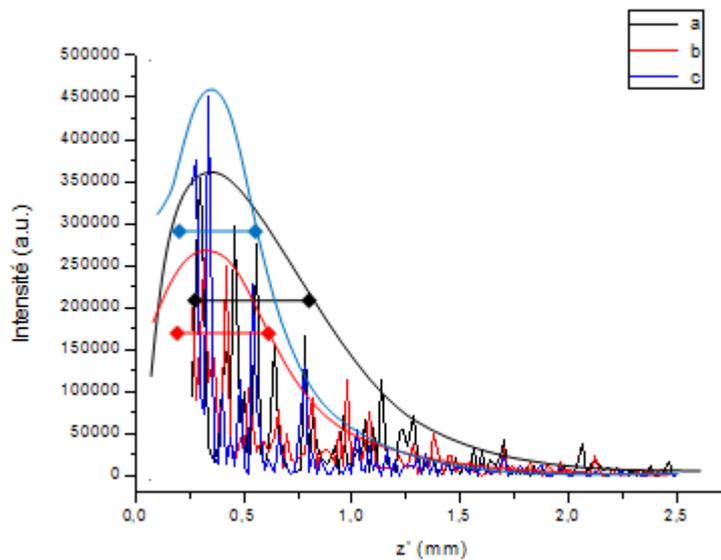


Figure IV.24 : Diffraction d'un faisceau gaussien à travers un réseau échelon circulaire d'un angle d'inclinaison $\alpha_3=30^\circ$ et différents nombre de lames : (a) $N_1=10$, (b) $N_2=20$, (c) $N_3=50$.

Nous remarquons d'après les courbes que l'intensité axiale est très élevée dans la première partie de toutes les courbes c'est-à-dire quand la distance z est très proche de l'échelon, puis elle commence à diminuer linéairement.

On peut tirer de ces courbes une propriété très importante qui est la résolution axiale (aussi appelée la profondeur de champ), c'est une caractéristique très importante en microscopie. On peut remarquer que notre échelon procure une ligne focale sur l'axe longitudinal ayant une intensité presque constante dans un intervalle qui varie entre $200\mu\text{m}$ et $700\mu\text{m}$ selon la variation des paramètres de l'échelon.

Chaque fois qu'on augmente le nombre de lames l'intervalle de focalisation diminue, et la résolution transversale augmente.

Si on veut balayer un échantillon qui n'est pas très épais, on peut utiliser un échelon avec un nombre de lames élevé pour minimiser l'intervalle de focalisation et augmenter l'intensité et on doit centrer l'échantillon à la position z_{max} qui est très près de l'échelon (position de l'intensité maximale sur l'axe z).

Par contre, si l'échantillon est plus épais on doit diminuer le nombre de lames de l'échelon pour augmenter l'intervalle de focalisation.

On a remarqué aussi d'après les courbes représentant la distribution axiale de l'intensité que pour l'angle d'inclinaison $\alpha=20^\circ$ et quand le nombre de lames est élevés (50 lames) on obtient un intervalle de focalisation le plus restreint.

IV.8.2. Distribution radiale de l'intensité à travers l'échelon circulaire

D'après les résultats de la distribution axiale, on remarque qu'à un angle d'inclinaison $\alpha=20^\circ$ et un nombre de lames élevé (50 lames) on obtient l'intervalle de focalisation le plus restreint, donc pour ces valeurs on a décidé de calculer l'intensité radiale pour deux points z_1 qui est très proche de l'échelon et z_2 qui est un peu loin de cet échelon.

En utilisant la distribution axiale et à l'aide du logiciel Origin nous pouvons sélectionner la distance z_1 qui correspond au point le plus intense. On a trouvé que le premier point est situé à une distance $z_1 \approx 0.3\text{mm}$, on a sélectionné un deuxième point à une distance $z_2 \approx 0.5\text{mm}$

Voici les courbes représentatives de la distribution radiale de l'intensité à travers l'échelon circulaire pour les deux points z_1 et z_2 :

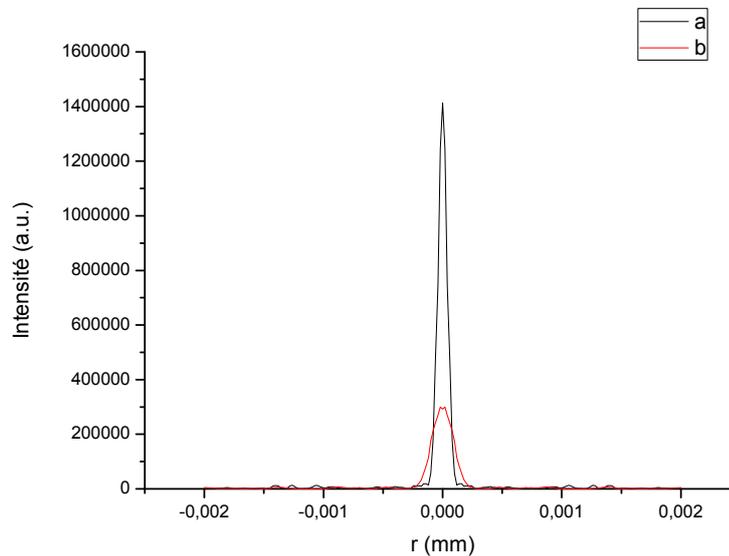


Figure IV.25 : Courbes représentatives de distribution radiale de l'intensité diffractée à travers l'échelon circulaire d'un angle $\alpha=20^\circ$ et $N=50$ pour deux points : (a) $z_1 \approx 0.3\text{mm}$, (b) $z_2 \approx 0.5\text{mm}$.

On va maintenant déterminer la résolution et l'intensité maximale obtenue pour cet élément par simulation numérique pour les points z_1 et z_2 .

L'intensité maximale est directement obtenue en utilisant le logiciel Origin, on a trouvé $I_{z_1\text{max}} = 1,4132 \cdot 10^6$ et $I_{z_2\text{max}} = 2,9235 \cdot 10^5$. La résolution est obtenue en faisant un lissage gaussien pour trouver la largeur à mi-hauteur FWHM ou bien W_z . On a trouvé $W_{z_1} = 9,1159 \cdot 10^{-5}\text{mm}$ et $W_{z_2} = 2,0582 \cdot 10^{-4}\text{mm}$.

Donc pour les conditions $\alpha=20^\circ$ et $N=50$ l'échelon converge le faisceau d'entrée sur une ligne focale dont la distribution du faisceau de sortie n'est pas exactement un faisceau gaussien mais plutôt un faisceau Bessel-Gauss. Pour le premier point z_1 l'intensité du pic central est très intense et les anneaux secondaires sont presque éliminés. En microscopie on doit minimiser l'intensité dans les anneaux secondaire afin d'avoir le moins possible d'absorption hors du pic central.

IV.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la diffraction par des optiques diffractifs complexes éclairés par un faisceau gaussien ou par le mode d'ordre supérieur Laguerre-Gauss.

On a remarqué les éléments de phase ont l'avantage de faire la mise en forme du faisceau incident. Ce chapitre est basé sur l'étude des réseaux de forme circulaire ou rectiligne d'amplitude ou de phase, en faisant varier les paramètres des réseaux on peut modifier les paramètres des franges ; l'intensité ; l'interfrange... etc, et aussi obtenir des distributions très intéressantes utiles pour différentes applications.

Parmi les réseaux qu'on a étudié, on a proposé un simple EOD qui est l'échelon circulaire de phase, nous avons étudié numériquement la diffraction du faisceau Laguerre-Gauss par cet élément. En fonction des variations de phase de l'échelon circulaire, qui doivent être égales à π , et de la géométrie qui doit être en relation avec l'emplacement des zéros de Laguerre-Gauss, le faisceau de sortie donne naissance dans le plan focal d'une lentille convergente à un motif quasi gaussien, avec un volume focal réduit et de forte intensité. Cela est intéressant notamment pour l'amélioration de la résolution spatiale, dans le prototypage laser 3D basée sur la photo-polymérisation à deux photons, et en microscopie de fluorescence linéaire et non-linéaire. Afin d'exciter efficacement les molécules fluorescentes, on focalise un faisceau laser dans un tout petit volume.

On peut aussi obtenir dans le cas inverse un faisceau Laguerre-Gauss en utilisant un faisceau incident gaussien et une géométrie de l'échelon dont les sauts de phase sont un peu décalés des zéros de Laguerre-Gauss.

Une autre étude numérique très intéressante d'un échelon circulaire en variant l'angle d'inclinaison α nous permet d'obtenir une ligne focale sur l'axe z c.-à-d. augmenter la profondeur de focalisation, et aussi on peut obtenir une résolution axiale très élevée, éliminant ainsi en microscopie la nécessité d'effectuer des balayages successifs afin d'imager tout le volume d'intérêt.

N.B : Le travail effectué pour le réseau échelon circulaire, a fait l'objet d'une publication dans le journal 'OPTIK'.

CHAPITRE V

Diffraction des faisceaux aberrés à travers des éléments optiques diffractifs

V.1. Introduction

Les imperfections des composants et des matériaux constituant les systèmes optiques peuvent faire dévier les rayons lumineux du chemin souhaité. Ces déviations, appelées aberrations optiques du front d'onde, entraînent des images floues et une diminution de la performance visuelle [80].

Il existe deux types d'aberrations [81,82] :

- Aberrations d'ordre inférieur (0, 1er et 2ème ordre).
- Aberrations d'ordre supérieur (3ème, 4ème, ... ordre).

Les polynômes de Zernike correspondent à des aberrations optiques bien connues en optique géométrique. Les termes de Zernike du deuxième ordre représentent le defocus (myopie, hypermétropie et astigmatisme).

Les aberrations d'ordre supérieur sont des imperfections optiques qui sont très difficile à corriger. Elles sont maintenant plus reconnues parce que la technologie a été développée pour les diagnostiquer correctement. Les aberrations d'ordre supérieur sont un terme utilisé pour décrire les aberrations de Zernike au-dessus du deuxième ordre. Les termes de Zernike du troisième ordre sont le coma et le tréfoil. Les termes de Zernike du 4ème ordre incluent l'aberration sphérique, et ainsi de suite.

Beaucoup de techniques d'analyse des perturbations de la phase optique, sont actuellement appliquées dans différents domaines [83].

Et comme ces perturbations ne peuvent pas être directement observées, il faut utiliser des méthodes d'extraction de l'information désirée indirectement [84,85].

Nous présentons dans cette partie les résultats d'une étude numérique d'un instrument optique interférométrique qui est basé sur l'utilisation d'une optique diffractive simple. Cet instrument permet de mesurer les perturbations des fronts d'ondes.

Avant de commencer cette étude, une analyse d'un faisceau incident aberré à travers un trou de phase a été faite afin d'obtenir dans le plan diffractant une distribution gaussienne avec une largeur à mi-hauteur très réduite. Toutes les simulations numériques ont été faites sous environnement Matlab.

Avant d'entamer ce travail, on doit définir les différentes équations ainsi que les polynômes de Zernike utilisés dans l'étude numérique.

V.2. Les polynômes de Zernike

Les polynômes de Zernike sont l'outil mathématique qui quantifie les aberrations ; ils sont utilisés pour décomposer des fronts d'onde complexes en un ensemble de polynômes orthogonaux ou de modes. Le principal avantage de la décomposition du front d'onde par ces polynômes est de déterminer chaque aberration indépendamment puisque pour chaque coefficient de Zernike correspond une aberration particulière. Les aberrations d'un front d'onde peuvent être exprimées en termes de polynômes de Zernike comme suit [86,87] :

$$W(\rho, \theta) = \sum a_k Z_n^m \quad (V.1)$$

Où Z_n^m est un polynôme particulier (mode Zernike) et a l'amplitude de ce mode.

Chaque mode de Zernike comprend deux composantes :

1. La composante radiale indique la variation exponentielle de la fonction polynomiale en s'éloignant du centre de la pupille.
2. La composante méridienne indique le nombre de répétitions sinusoïdales de la fonction autour des méridiens de la pupille.

La fonction de polynôme de Zernike varie en fonction du sinus de l'angle qui est formé par chaque méridien de la pupille lorsque m est négatif, et en fonction du cosinus de l'angle lorsque m est positif. Ils sont définis par :

$$Z_n^m(\rho, \theta) = \begin{cases} N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \cos(m\theta); \text{ for } m \geq 0 \\ -N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \sin(m\theta); \text{ for } m < 0 \end{cases} \quad (V.2)$$

N_n^m est le facteur de normalisation, il est défini par :

$$N_n^m = \sqrt{\frac{2(n+1)}{1 + \delta_{m0}}}$$

(V.3)

Où δ_{m0} est la fonction delta Kronecker ($\delta_{m0} = 1$ pour $m = 0$, et $\delta_{m0} = 0$ pour $m \neq 0$). A noter que la valeur de n est un entier positif ou nul. Pour n donné, m ne peut prendre que des valeurs $-n, -n+2, -n+4, \dots, n$.

$R_n^{|m|}(r)$ est donnée par :

$$R_n^{|m|}(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-|m|)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! [0.5(n+|m|)-s]! [0.5(n-|m|)-s]!} r^{n-2s} \quad (V.4)$$

V.3. Diffraction d'un faisceau aberré à travers un trou de phase

La figure V.1 montre un faisceau aberré incident tombant sur une lame de verre avec un trou de phase $\varphi = \pi$. Le faisceau diffracté par ce dernier, est déphasé par rapport au faisceau diffracté en dehors du trou. La taille du trou central de l'EOD affectera le faisceau diffracté résultant.

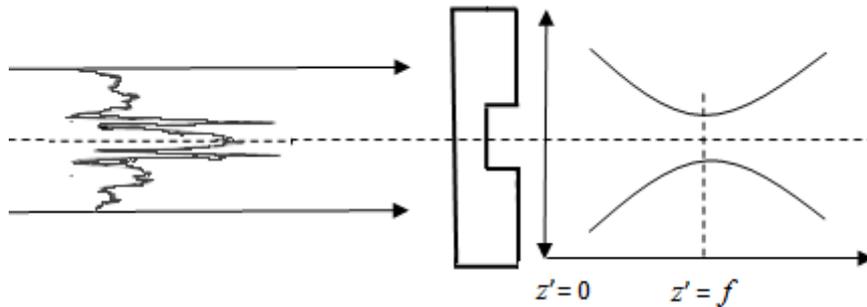


Figure V.1 : Schéma de principe de diffraction d'un faisceau aberré par un trou de phase.

Le trou de phase est caractérisé par sa transmittance donnée par l'équation (III.12).

En utilisant la théorie de la diffraction scalaire, nous calculons le champ de diffraction résultant à l'infini ou sur le plan focal de la lentille de focalisation.

L'idée principale de ce calcul, est de transformer un faisceau taché d'aberrations en un faisceau mono-lobé dans le plan focal d'une lentille convergente. Cette "transformation" est réalisée en plaçant devant le système convergent un EOD (figure V.1).

La distribution d'amplitude du champ électrique associé au faisceau diffracté $E(r, z)$ à une distance z de EOD + lentille (figure V.1), peut être obtenue en utilisant la formule de Fresnel-Kirchhoff, donnée par l'équation (III.13).

Dans ce cas, le faisceau gaussien incident aberré E_{in} est donné par la relation suivante :

$$E_{in} = E_g \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} W\right) \quad (V.5)$$

E_g est le faisceau gaussien.

On rappelle que les intensités obtenues avec un faisceau incident gaussien sans aberration figure (III.7), ont montré que pour les grands diamètres, les faisceaux diffractés sont complètement différents d'un profil gaussien, mais à chaque fois qu'on réduit le diamètre du trou, le profil devient gaussien. Ce dernier a été obtenu avec un diamètre de $\rho \approx 5\mu\text{m}$.

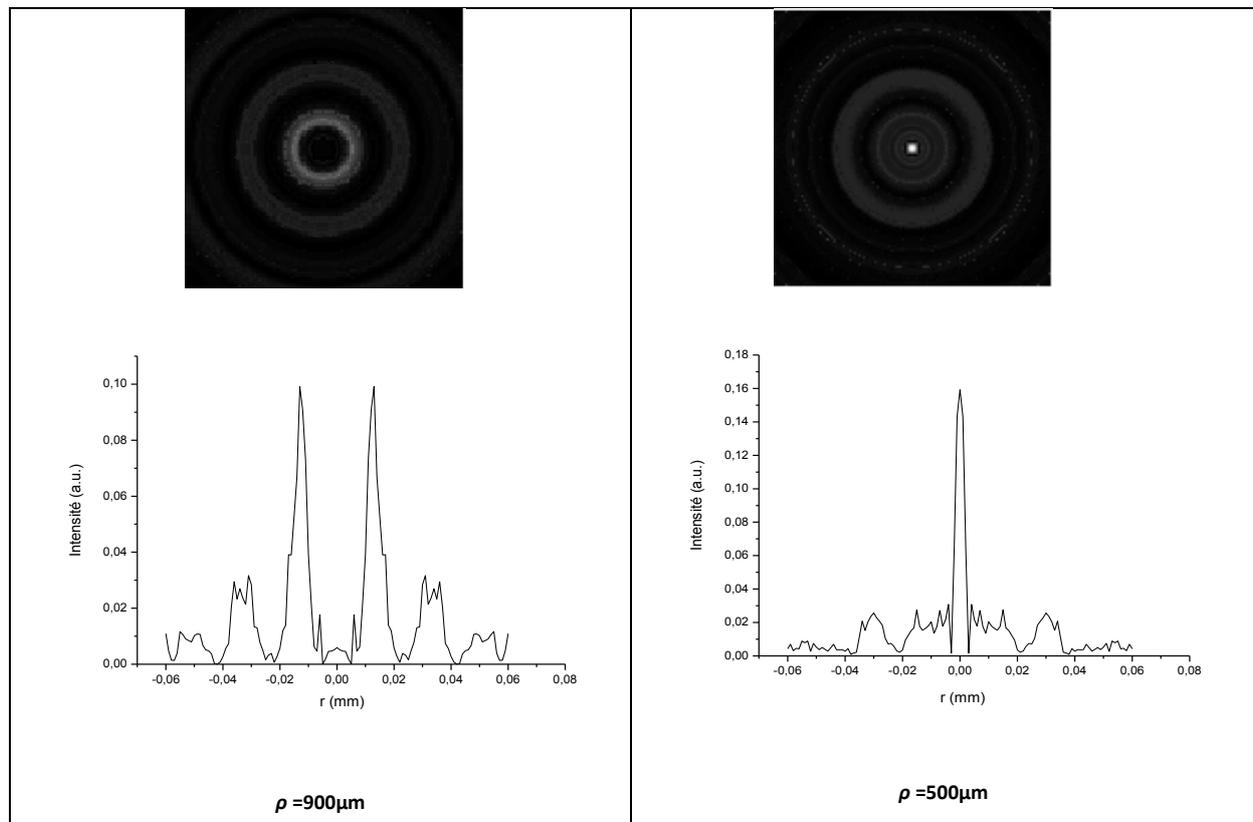
La même étude numérique va être effectuée ; mais maintenant avec :

- Premièrement un faisceau gaussien incident présentant une aberration defocus ;
- Deuxièmement un faisceau gaussien incident présentant une aberration sphérique.

V.3.1. Faisceau incident avec une aberration defocus

Le faisceau utilisé, a une aberration defocus $Z_4 = \sqrt{3}(2r^2 - 1)$ avec une amplitude $a = 1\lambda$.

La figure V.2 illustre l'effet du diamètre ρ ($\rho = 900\mu\text{m}$, $500\mu\text{m}$, $200\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$) du trou de phase, sur la distribution d'intensité dans le plan focal de la lentille.



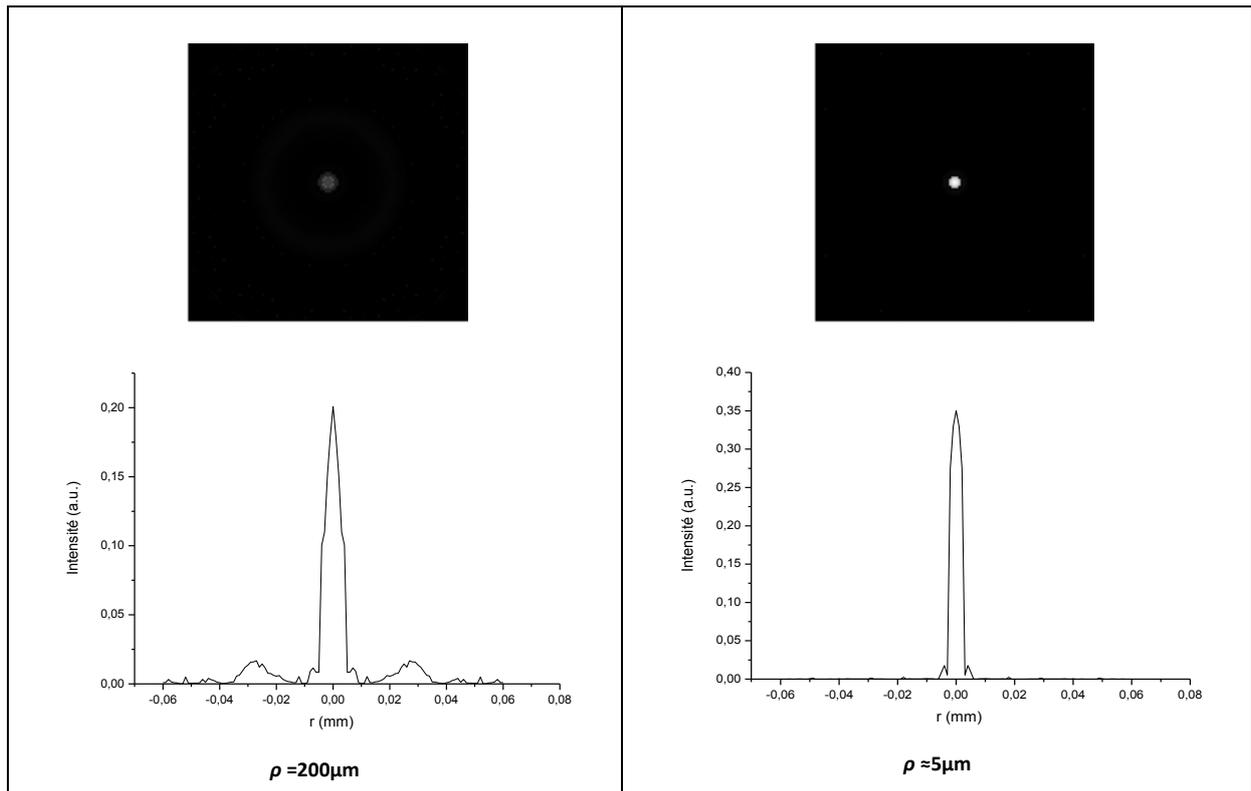


Figure V.2 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau aberré avec une aberration defocus à travers un trou de phase de différentes ouvertures ρ .

Sur cette figure, on remarque que plus le diamètre de ρ diminue, plus le lobe central ne se transforme en une distribution gaussienne et sa largeur FWHM devient plus réduite.

V.3.2. Faisceau incident avec une aberration sphérique

Le deuxième type d'aberration pris en considération, c'est celui de l'aberration sphérique $Z_{11} = \sqrt{5}(6r^4 - 6r^2 + 1)$ avec une valeur d'amplitude $a = 1\lambda$. Les principaux résultats sont montrés sur la figure V.3.

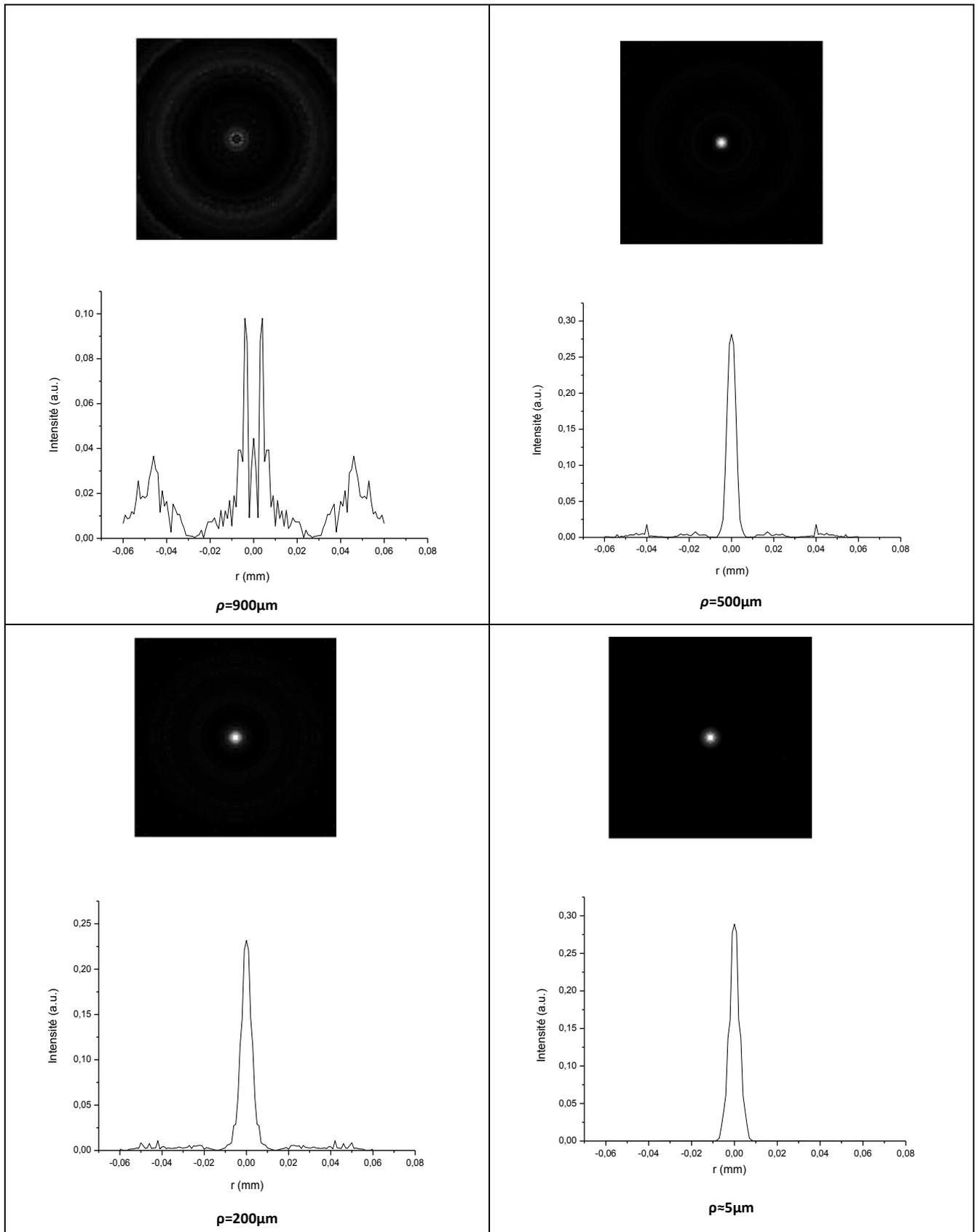


Figure V.3 : Courbes représentatives de la diffraction d'un faisceau aberré avec une aberration sphérique à travers un trou de phase de différentes ouvertures ρ .

Nous pouvons également remarquer pour le cas de l'utilisation d'un faisceau incident aberré, qu'à chaque fois que nous diminuons la taille du trou, le profil devient gaussien. Pour une très faible dimension du trou ($\rho \approx 5\mu\text{m}$), le profil est presque parfaitement gaussien, nous remarquons aussi que la taille du faisceau résultant est très faible, et son intensité est très importante.

Nous pouvons donc conclure qu'un petit trou d'environ ($\rho \approx 5\mu\text{m}$) peut générer un faisceau gaussien de petite taille à partir d'un faisceau incident déformé.

La figure V.4, montre une comparaison entre les distributions d'intensités trouvées à travers un trou de phase de diamètre $\rho \approx 5\mu\text{m}$, pour des différents faisceaux incidents (faisceau gaussien, faisceau avec aberration defocus, faisceau avec aberration sphérique) étudiés.

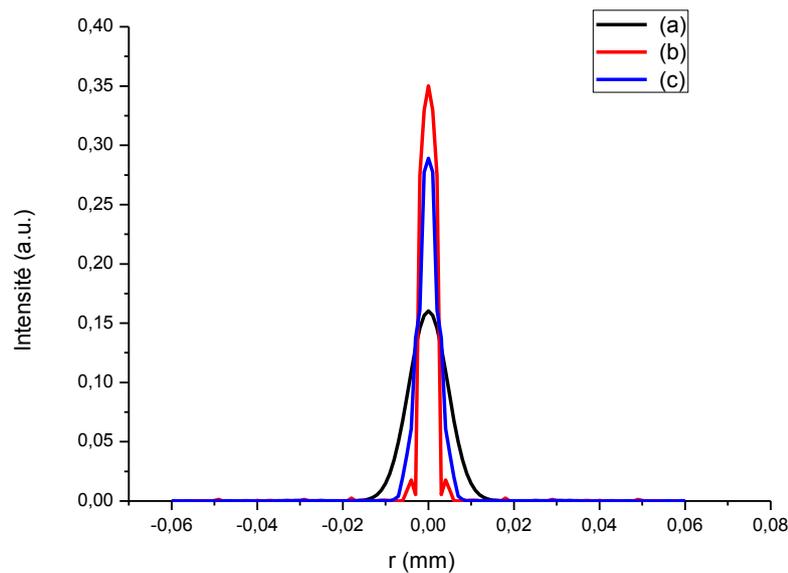


Figure V.4 : Intensités du champ diffracté d'une ouverture ($\rho \approx 5\mu\text{m}$) : (a) faisceau incident gaussien sans aberration ; (b) avec aberration defocus ; (c) avec aberration sphérique.

En utilisant le logiciel Origin, nous calculons les paramètres qui permettent de caractériser le faisceau gaussien résultant, qui sont la largeur à mi-hauteur (FWHM) et les intensités I_f à ($r=0\text{mm}$). Les résultats trouvés sont représentés dans le tableau V.1.

Tableau V.1 : FWHM et intensités des faisceaux diffractés par le trou de phase $\rho \approx 5\mu\text{m}$

Faisceau incident	FWHM (μm)	Intensités I_f à ($r=0\text{mm}$)
Faisceau gaussien TEM ₀₀	10,78	0,16032
Aberration defocus	4,01	0,35005
Aberration sphérique	5,45	0,28909

D'après les valeurs des FWHMs montrées dans le tableau V.1, on peut dire que la largeur du faisceau focalisé obtenu en utilisant un faisceau incident avec aberration defocus est beaucoup plus inférieure à celle obtenue par incident gaussien TEM₀₀ sans aberration et elle inférieure à la largeur obtenue du faisceau focalisé obtenu en utilisant un faisceau incident avec aberration sphérique. Donc, on peut conclure que l'utilisation de la diffraction d'un faisceau incident contenant une aberration defocus à travers un trou de phase de faible ouverture nous permet d'obtenir au point focal d'une lentille convergente une tache focale plus fine et plus intense.

Nos résultats trouvés, sont en accord avec les travaux faits en utilisant des trous très réduit pour filtrer les aberrations [88,89].

V.4. Diffraction à travers un interféromètre à diffraction de point

Les optiques diffractifs sont devenus très importants et très utilisés dans différents domaines et applications, parmi ces différentes applications, on a choisi de présenter une des techniques qui est basée sur l'utilisation d'un EOD de phase dans son fonctionnement, c'est un interféromètre à diffraction de point [90].

L'étude interférométrique des surfaces optiques et des fronts d'onde nécessite toujours des perfectionnements et améliorations de la précision. Par conséquent, les équipements interférométriques sont améliorés de façon continue. Un interféromètre à diffraction de point à décalage de phase (phase-shifting point diffraction interferometer PS/PDI) avec un front d'onde de référence provenant de la diffraction de la lumière par une petite ouverture circulaire au milieu d'une lame transparente est potentiellement capable de produire une meilleure caractérisation du front d'onde [91-93].

Dans cette configuration le front d'onde de référence et le front d'onde à tester suivent le même chemin optique, donc toutes les distorsions de phase externes telles que les vibrations affectent les deux faisceaux ensemble.

La taille du trou affectera sérieusement la précision de détection de l'interféromètre. L'utilisation d'un très faible diamètre du trou de phase nous permet d'obtenir un faisceau de référence parfait non aberré. Dans cette partie nous analysons quelques interférogrammes obtenus par simulations numérique de l'interférence d'un faisceau de référence qui est gaussien non aberré et d'un faisceau gaussien aberré.

V.4.1. Principe de fonctionnement d'un PS/PDI

Dans un interféromètre à diffraction de point (PDI), comme avec toute technique interférométrique, les interférogrammes doivent être interprétés pour extraire des informations sur le front d'onde de l'objet. La manière la plus précise et la plus efficace de mesurer à la fois l'amplitude et le signe des aberrations du front d'onde consiste à utiliser l'interférométrie à décalage de phase (PS). Cependant, cette technique avancée ne pouvait pas être utilisée avec le classique (PDI) parce que sa conception (petit trou au milieu d'une lame semi transparente) de trajectoire commune rendait difficile le décalage de la phase d'un faisceau par rapport à l'autre. La solution de ce problème, est d'utiliser l'interféromètre de diffraction PDI à décalage de phase, c'est un outil très pratique et peu coûteux pour mesurer les fronts d'onde optiques. Ce dernier préserve les avantages de PDI classique mais offre une efficacité plus élevée et une meilleure précision par déphasage. Il se compose d'une lame transparente mince avec une région cylindrique centrale qui présente un indice de réfraction différent. Il détecte une partie du faisceau focalisé d'entrée et génère un front d'onde de référence sphérique par diffraction. Le faisceau à tester traverse la région annulaire. Les deux faisceaux interfèrent l'un avec l'autre pour fournir un interférogramme. Le principe d'un (PS / PDI) est illustré sur la figure V.5.

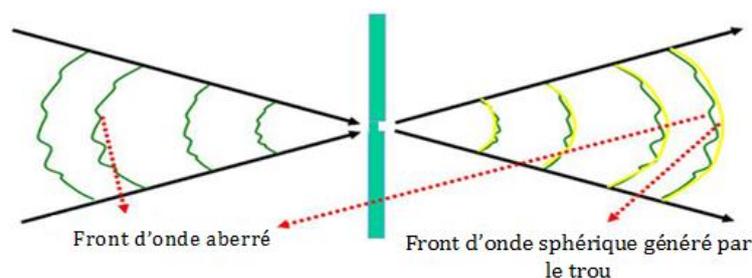


Figure V.5 : Principe d'un interféromètre à diffraction de point à décalage de phase (PS/PDI).

V.4.2. Simulation du phénomène d'interférence

Les techniques d'interférométrie par mesure de phase sont largement utilisées pour la détermination de la phase d'une figure d'interférence. Parmi ces techniques, on trouve la méthode de décalage de phase (appelée phase shifting en anglais) [94,95]. Cette dernière est la méthode la plus répandue pour l'évaluation quantitative de la phase. Elle fut employée en interférométrie de speckle pour la première fois au début des années 1980.

Ils existent plusieurs algorithmes de calcul permettant l'extraction de la phase. L'idée de base est d'obtenir différents interférogrammes, avec un décalage de phase constant entre deux interférogrammes consécutives. En mesurant les intensités des différents interférogrammes correspondants à l'objet avant et après déformation, on peut calculer la phase relative à cette déformation.

Il existe un très grand nombre de techniques de reconstruction possible en fonction du nombre d'acquisitions et de la valeur du décalage de phase [96]. Un des choix les plus couramment utilisé est l'algorithme à quatre pas avec des décalages de phase de 0° , $\pi/2$, π et $3\pi/2$ [97].

La phase totale roulée obtenue, va être déroulée en utilisant l'algorithme à quatre pas. Dans notre étude numérique, nous simulons l'interférence :

- Premièrement entre deux faisceaux gaussiens ;
- Deuxièmement l'interférence entre un faisceau gaussien et un faisceau avec aberration sphérique ;
- Troisièmement l'interférence entre un faisceau gaussien et un faisceau avec aberration defocus ;

V.4.2.1. Interférence entre deux faisceaux gaussiens

Nous simulons l'interférence de deux faisceaux gaussiens en utilisant les formules suivantes [57] :

$$E_1 = E_{01} e^{-r^2 \left[\frac{1}{w_1^2} + i \frac{\pi}{\lambda R_1} \right]} \quad (V.6)$$

$$E_2 = E_{02} e^{-r^2 \left[\frac{1}{w_2^2} + i \frac{\pi}{\lambda R_2} \right]} \quad (V.7)$$

Chapitre V : Diffraction des faisceaux aberrés à travers des éléments optiques diffractifs

Avec : $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$

w_1 et w_2 sont les waists des faisceaux.

R_1 et R_2 sont les rayons de courbure des faisceaux.

La somme de ces deux faisceaux E peut être écrite comme suit :

$$E = E_1 + E_2 \quad (V.8)$$

L'intensité est obtenue par l'équation suivante :

$$I = E * E^* \\ = E_{01} E_{02} \left[e^{-\frac{2r^2}{w_1^2}} + e^{-\frac{2r^2}{w_2^2}} + 2 \cos \left(\frac{r^2 \pi}{\lambda} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \right) e^{-r^2 \left(\frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_2^2} \right)} \right] \quad (V.9)$$

La figure V.6, montre les interférogrammes représentant des franges d'interférences obtenues par simulation, avec un décalage de phase ($0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$) :

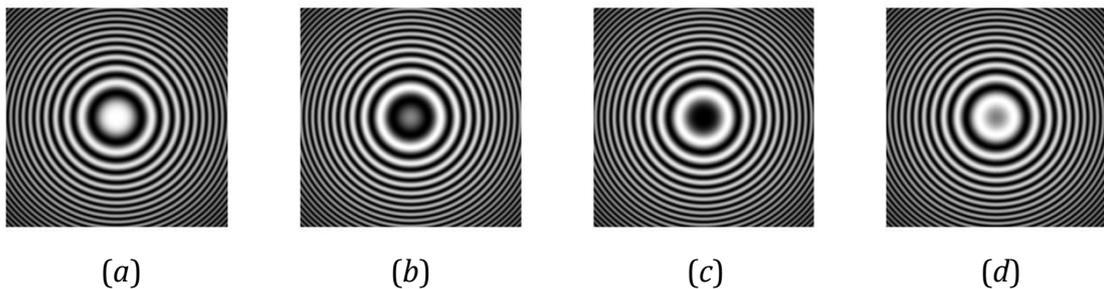


Figure V.6 : Interférogrammes obtenus avec deux faisceaux gaussiens : (a) phase shift 0, (b) phase shift $\pi/2$, (c) phase shift π , (d) phase shift $3\pi/2$.

Nous utilisons ensuite un algorithme pour en extraire la phase roulée, et la phase déroulée (figure V.7).

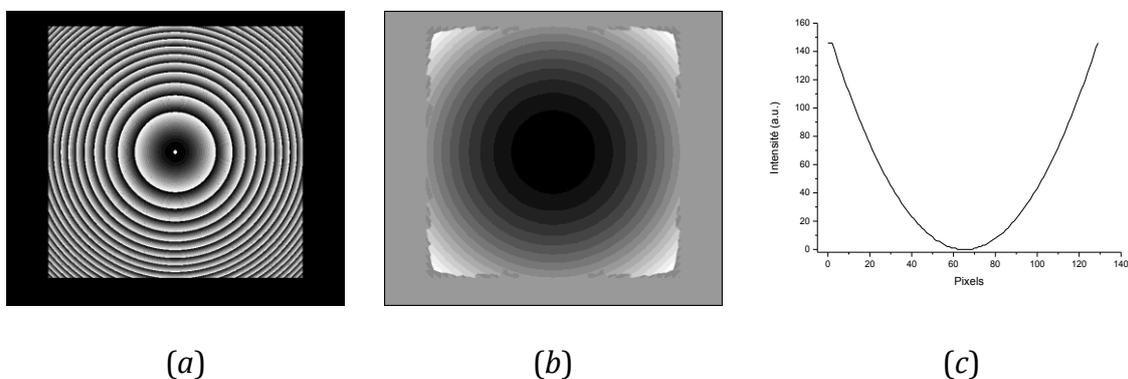


Figure V.7 : (a) phase roulée, (b) phase déroulée, (c) profil de la phase déroulée

V.4.2.2. Interférence entre un faisceau gaussien et un faisceau avec une aberration sphérique

Nous choisissons d'utiliser l'aberration sphérique $Z_{11} = \sqrt{5}(6r^4 - 6r^2 + 1)$, dans ce cas les résultats de simulation sont obtenus en utilisant les formules suivantes :

$$E_2 = E_{02} e^{-r^2 \left[\frac{1}{w_2^2} + i \frac{\pi}{\lambda R_2} \right]} \cdot e^{j \left(\frac{2\pi}{\lambda} W \right)} \quad (V.10)$$

$$I = E_{01} E_{02} \left[e^{-\frac{2r^2}{w_1^2}} + e^{-\frac{2r^2}{w_2^2}} + 2 \cos \left(\frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{r^2}{R_1} - \frac{r^2}{R_2} + 2W \right) \right) e^{-r^2 \left(\frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_2^2} \right)} \right] \quad (V.11)$$

La figure V.8 illustre les images des franges d'interférences avec des déphasages ($0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$) et en choisissant un coefficient d'aberration $1\lambda Z_{11}$:

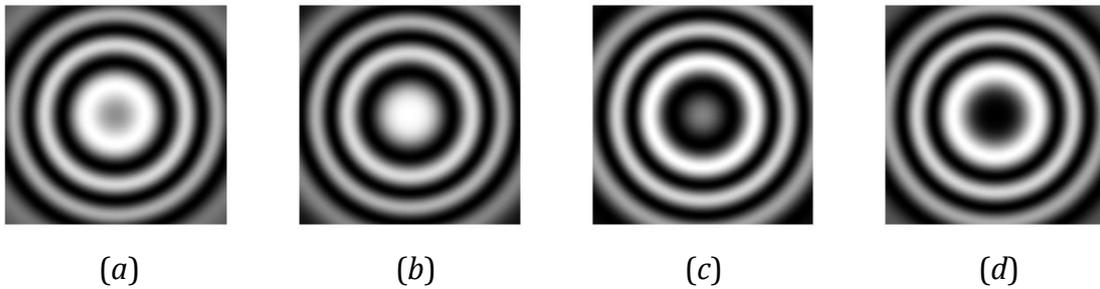


Figure V.8 : Interférogrammes obtenus avec un faisceau gaussien et un faisceau avec aberration sphérique : (a) phase shift 0, (b) phase shift $\pi/2$, (c) phase shift π , (d) phase shift $3\pi/2$.

Nous utilisons le même logiciel pour en extraire la phase roulée, et la phase déroulée (figure V.9).

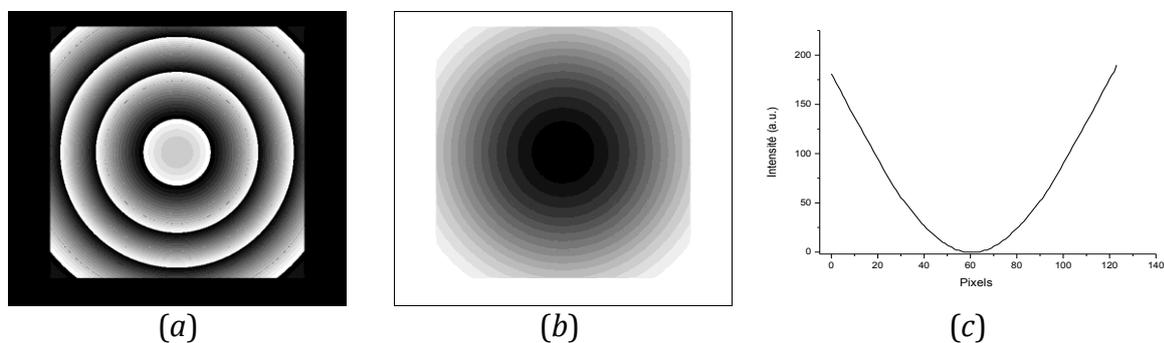


Figure V.9 : (a) phase roulée, (b) phase déroulée, (c) profil de la phase déroulée.

V.4.2.3. Interférence entre un faisceau gaussien et un faisceau avec une aberration defocus

La figure V.10 illustre les images des franges d'interférences avec des déphasages (0, $\pi/2$, π , $3\pi/2$) et en choisissant une l'aberration defocus $Z_4 = \sqrt{3}(2r^2 - 1)$, dans ce cas les résultats de simulation sont les suivants :

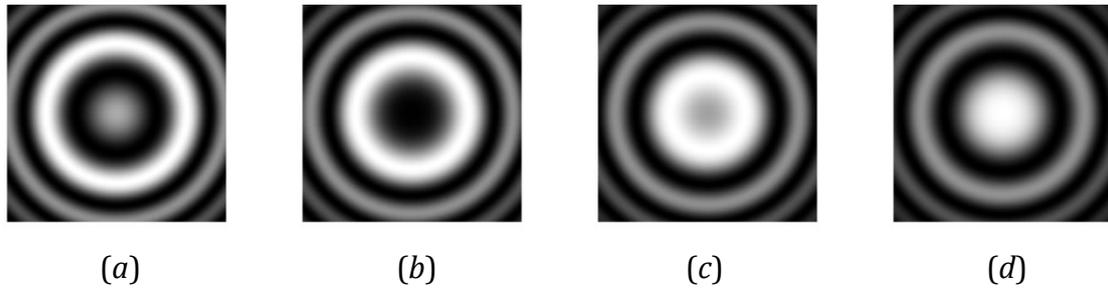


Figure V.10 : Résultats de l'interférence d'un faisceau gaussien avec un faisceau avec aberration defocus: (a) phase shift 0, (b) phase shift $\pi/2$, (c) phase shift π , (d) phase shift $3\pi/2$.

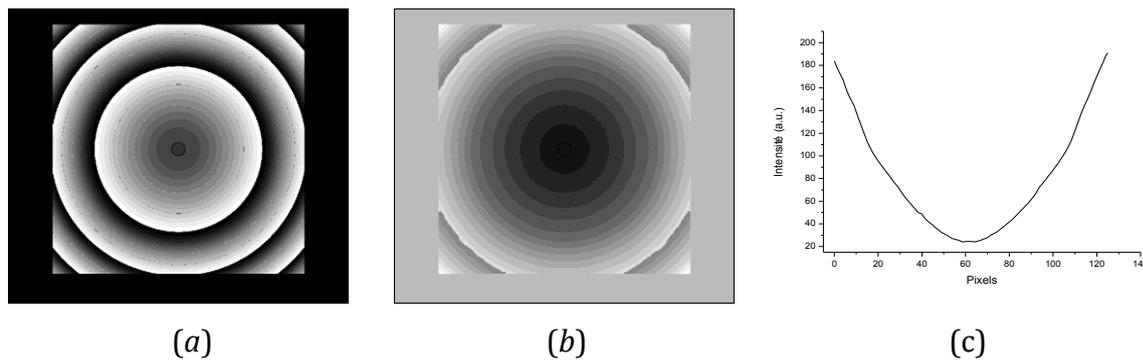


Figure V.11 : (a) phase roulée, (b) phase déroulée, (c) profil de la phase déroulée.

V.4.3. Interprétation des résultats obtenus

La comparaison entre les interférogrammes des phases roulées des figures V.7 (a), V.9 (a) et V.11(a), est très remarquable. On voit que le nombre de franges sur le même espace diminue (l'interfrange augmente) au fur et à mesure que le faisceau objet contient une aberration plus forte. En plus, lorsque nous observons les franges centrales, nous remarquons aussi qu'il existe des différences de brillance. Ces résultats peuvent être expliqués par le fait que lorsque l'aberration augmente, la différence de chemin optique entre les deux faisceaux qui s'interfèrent augmente.

Pour calculer la différence de marche Δl , on doit analyser les images des phases déroulées. On trace un trait horizontal ou vertical, pris au milieu des figures V.7 (b), V.9 (b) et V.11 (b).

On tire les valeurs des déphasages, puis on calcule $\Delta l = \frac{\lambda}{2\pi} \phi$.

Les résultats trouvés, sont présentés sur la figure V.12.

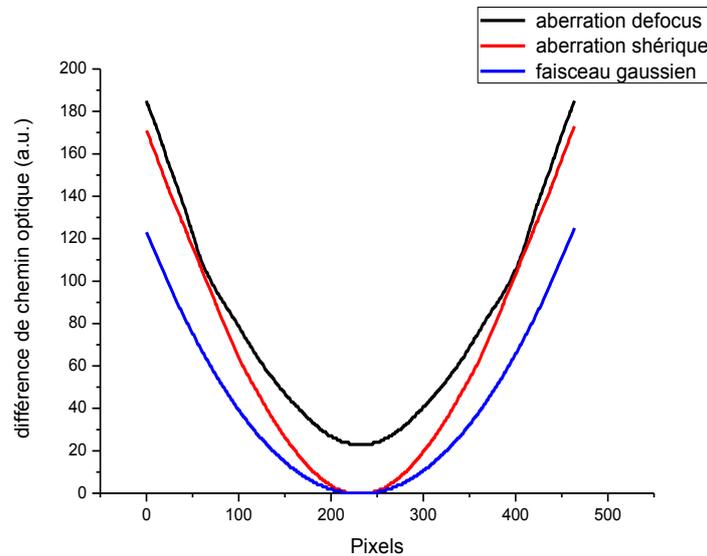


Figure V.12 : Différence de chemin optique créé par trois faisceaux différents.

Nous confirmons que la différence de chemin optique causée par un faisceau aberré est supérieure à la différence de chemin optique causée par un faisceau gaussien sans aberration ; elle est également plus importante dans le cas d'une aberration d'ordre inférieur (defocus).

V.4.4. Étude de l'effet d'amplitude sur les interférogrammes

Nous avons choisis d'étudier l'effet de la variation d'amplitude dans le cas de l'interférence entre un faisceau gaussien et un faisceau avec une aberration sphérique.

On note que la valeur du déphasage est fixée à π . La figure V.13 représente l'évolution des franges d'interférence en fonction de la variation de l'amplitude (en λ) -2, -1,5, -1, -0,5, 0,5, 1, 1,5 et 2.

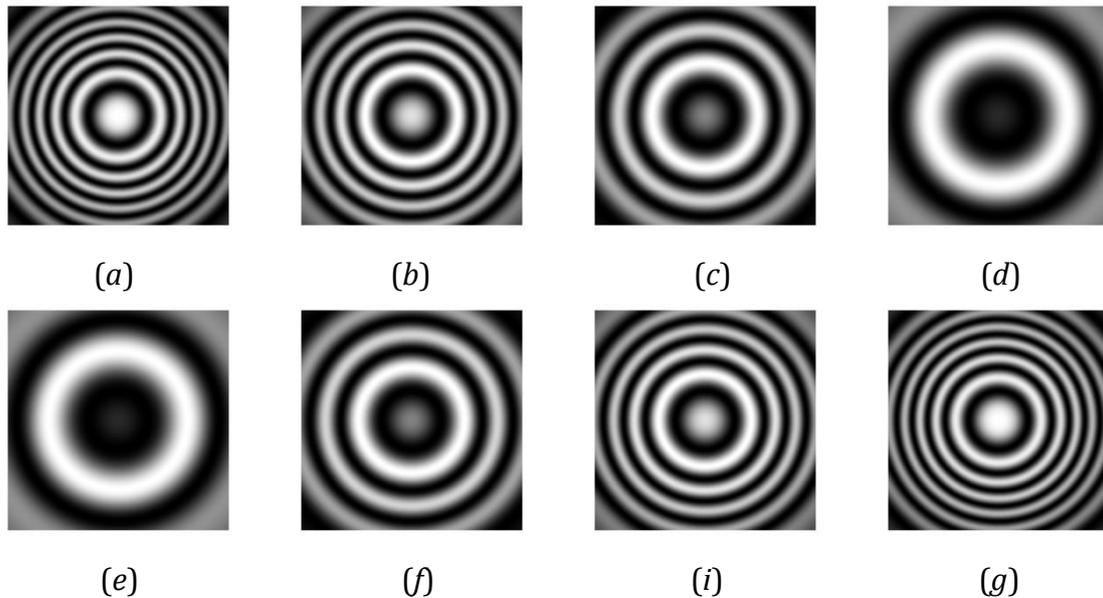


Figure V.13 : Interférence d'un faisceau gaussien avec un faisceau présentant une aberration sphérique pour différentes valeurs de l'amplitude (en λ): (a) -2, (b) -1,5, (c) -1, (d) -0,5, (e) 0,5, (f) 1, (i) 1,5, (g) 2.

La première remarque à faire, c'est que les interférogrammes trouvés avec les mêmes valeurs des coefficients d'aberration ; mais avec des signes opposés, sont identiques. On note aussi qu'au fur et à mesure que l'amplitude augmente, le nombre de franges augmente. Ces résultats confirment plus ce qui a été dit auparavant ; c'est-à-dire que la différence de chemin optique diminue lorsque l'amplitude croît.

V.5.Conclusion

Dans cette partie, on a présenté les résultats d'une étude de la diffraction d'un faisceau gaussien incident aberré à travers un trou de phase. Nous avons prouvé que cette technique nous permet d'augmenter en plus la résolution optique du faisceau laser.

Nous avons fait aussi une comparaison entre les interférogrammes obtenus de l'interférence entre deux faisceaux gaussiens ; de l'interférence entre un faisceau gaussien et un faisceau avec une aberration sphérique et de l'interférence entre un faisceau gaussien et un faisceau avec une aberration defocus. Les résultats obtenus montrent qu'il y a une modification de l'interfrange et de la brillance des franges centrales. Ces changements sont liés à la variation du chemin optique. On a étudié aussi, l'effet de la variation d'amplitude, dont on a montré que la différence de chemin optique diminue lorsque l'amplitude croît.

Conclusion générale

Dans notre travail de thèse, le but principal était de montrer que des éléments optiques diffractifs (EOD) sont en mesure de réaliser différentes fonctions optiques utiles.

Pour atteindre ces objectifs, nous avons tout d'abord réalisé des études théoriques basées spécifiquement sur l'étude des ondes et faisceaux lasers ainsi que la théorie de la diffraction et les optiques diffractives.

Pour appréhender l'optique diffractive, nous avons en premier lieu étudié l'état de l'art des composants diffractifs. Ensuite, une revue de la littérature sur les faisceaux gaussiens et les faisceaux d'ordre supérieurs a été présentée.

Et comme notre étude est centré sur la mise en forme par une modélisation de la diffraction par des objets diffractant, on a abordé la théorie de la diffraction. Nous avons présenté plus en détail le calcul des intégrales de diffraction ; les expressions et propriétés mathématiques de la diffraction à travers des optiques diffractives.

Après l'étude bibliographique, nous avons développé une première section répartie en deux parties :

- Une partie de simulation numérique sous environnement Matlab ;
- Une autre partie sert à la vérification de résultats de la programmation numérique expérimentalement.

Dans les simulations numériques ; nous avons abordé en premier temps la diffraction d'un faisceau gaussien à travers des éléments optiques diffractifs simples binaires ne comportant qu'un seul niveau de gravure. Différentes grandeurs ont été étudiées telles que : l'intensité sur l'axe ; la distribution du profil transverse d'intensité.

Nous avons remarqué que les éléments diffractifs d'amplitude ont l'inconvénient d'avoir une efficacité de diffraction limitée en raison de leur transmission partielle de la lumière, et aussi ces éléments ne permettent pas de modifier la forme du faisceau incident.

Par contre, les éléments optiques diffractifs de phase ont l'avantage de conserver l'énergie totale et aussi la mise en forme du faisceau incident. On est parvenu à créer plusieurs mises en formes intéressantes du faisceau au plan focal d'une lentille convergente (la forme à sommet plat, la forme annulaire, des formes d'ordre supérieur de Laguerre ou d'Hermite-Gauss). On a prouvé que les ouvertures et les fentes de phase permettent une grande focalisation de la lumière au champ proche. Elles permettent aussi d'obtenir une bonne résolution transversale du faisceau au plan focal d'une lentille convergente.

Une propriété aussi très intéressante des ouvertures de phase est la portée longitudinale, cette notion est fondamentale dans le cas où le faisceau mis en forme est utilisé pour pomper un cristal ou un verre dopé d'une certaine épaisseur.

Pour évaluer l'ensemble des résultats de la programmation numérique, nous avons mis en place quelques montages expérimentaux. On a fait la mise en forme d'un faisceau laser à travers des fentes et des trous de phase réalisés au niveau de notre laboratoire. On a vu que les résultats obtenus sont conformes à ceux de la simulation numérique.

La deuxième section a été consacrée une autre étude numérique ; c'est celle des éléments optiques diffractifs complexes binaires ou multi-niveaux.

On a étudié les réseaux de diffraction classiques, ces composants produisent un certain nombre d'ordres diffractés qui présentent une résolution importante en augmentant le nombre de fentes constituant les réseaux. Cette propriété est très importante parce qu'ils permettent de les utiliser largement comme éléments dispersifs dans les instruments spectrographiques. Ils peuvent être utilisés également comme séparateurs de faisceaux ou combinateurs de faisceaux dans divers dispositifs laser ou interféromètres. D'autres applications aussi de ces éléments incluent les modulateurs acousto-optiques ou les scanners.

Nous avons aussi proposé une technique de super résolution transversale, basée sur la mise en forme des faisceaux d'ordres supérieurs Laguerre-Gaussien par l'utilisation d'un échelon circulaire de phase multiniveaux. Cette technique permet de se concentrer sur une tache focale de forme gaussienne significativement petite ; elle permet aussi de réduire la profondeur de focalisation en utilisant un faisceau incident Laguerre-Gauss d'ordre élevé. De plus, il est plus facile à réaliser cet élément, donc il

n'a pas besoin d'un outillage et d'un usinage coûteux. Un autre avantage de l'échelon circulaire c'est qu'il nous permet aussi de transformer un faisceau incident gaussien en un faisceau d'ordre supérieur Laguerre-Gauss.

Une autre étude numérique très intéressante en variant l'angle d'inclinaison de l'échelon circulaire permet d'augmenter la profondeur de focalisation qui est une caractéristique très importante en microscopie, et aussi obtenir une résolution axiale très élevée.

Enfin, on a présenté une des applications des EODs de phase qui est une technique très intéressante basée sur l'utilisation d'une optique diffractive simple ; c'est un interféromètre à diffraction de point, qui est un capteur de front d'onde permettant de faire l'analyse des perturbations de la phase optique.

Nous avons prouvé aussi que nous pouvons augmenter la résolution optique d'un faisceau diffracté par un trou de phase, en utilisant un faisceau incident aberré.

Enfin, durant cette étude on a contribué à l'innovation de nouvelles distributions d'intensités avec des caractéristiques très intéressantes. Ainsi on a réalisé quelques éléments optiques diffractifs de phase simples. Dans le futur, on envisage l'exploitation de nos résultats numériques afin de fabriquer des éléments diffractifs complexe multiniveaux simple et économique ; et de caractéristiques intéressantes ; comme le cas de l'échelon circulaire.

Bibliographie

- [1] S. Sinzinger and J. Jahns, "Microoptics", Wiley-Vch, New York, 1999.
- [2] S. Sinzinger and J. Jahns, "Integrated micro-optical imaging system with a high interconnection capacity fabricated in planar optics", *Appl. Opt.*, vol. 36, 4729-4735, 1997.
- [3] Y. Wang, W. Yun, and C. Jacobsen, "Achromatic Fresnel optics for wideband extreme-ultraviolet and X-ray imaging", *Nature*, vol. 424, 50-53, 2003.
- [4] Y. S. Chu, J. M. Yi, F. De Carlo, Q. Shen, W. K. Lee, H. J. Wu, C. L. Wang, J. Y. Wang, C. J. Liu, and C. H. Wang, "Hard-x-ray microscopy with Fresnel zone plates reaches 40 nm Rayleigh resolution", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, 103119, 2008.
- [5] J. Fonollosa, R. Rubio, S. Hartwig, S. Marco, J. Santander, L. Fonseca, J. Wöllenstein, and M. Moreno, "Design and fabrication of silicon-based mid infrared multi-lenses for gas sensing applications", *Sensors & Actuators: B. Chemical*, vol. 132, 498-507, 2008.
- [6] Y. Kuroiwa, N. Takeshima, Y. Narita, S. Tanaka, and K. Hirao, "Arbitrary micropatterning method in femtosecond laser microprocessing using diffractive optical elements", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 12, 2004.
- [7] T.P.Lee, "Current Trends in Integrated Optoelectronics", World Scientific, New Jersey, 1994.
- [8] M.C.Wu, "Micromachining for optical and optoelectronic systems", *Proc. of the IEEE* 85, 1833-1856, 1997.
- [9] K. Hedsten, J. Melin, J. Bengtsson, P. Modh, D. Karlén, B. Löfving, R. Nilsson, H. Rödjegård, K. Persson, and P. Enoksson, "MEMS-based VCSEL beam steering using replicated polymer diffractive lens", *Sensors & Actuators: A. Physical*, vol. 142, 336-345, 2008.
- [10] D. Gabor, "Progress in Optics I", Ed. E. Wolf, North Holland, 109, 1962.
- [11] R. J. Collier, C. B. Burckhardt, L. H. Lin, "Optical Holography", Pergamon press, 1971.
- [12] Javan A, Bennett W.R. and Herriott D.R, "Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture", *Physical Review Letters*, 6, no. 3, 106-110, 1961.
- [13] B.R. Brown and A.W. Lohmann, "Complex spatial filtering with binary masks", *Appl. Opt.* 5, 967-969, 1966.
- [14] W.B. Veldkamp, "Laser beam profile shaping with binary diffraction gratings", *Opt. Commun.*, 38 (5-6), 381-386, 1981.

- [15] W.B. Veldkamp, "Laser beam profile shaping with interlaced binary diffraction gratings", *Appl. Opt.* 21, 3209-3212, 1982.
- [16] Ait-Ameur, K. and Sanchez, F, "Gaussian beam conversion using an axicon", *Journal of modern optics* 46, no. 10, 1537–1548, 1999.
- [17] Lee, K.-S. and Rolland, J.P, "Bessel beam spectral-domain high-resolution optical coherence tomography with micro-optic axicon providing extended focusing range", *Optics letters* 33, no. 15, 1696–169, 2008.
- [18] Godin T, Ngcobo S et al, "Strong reducing of the laser focal volume, Laser Beam Shaping XII, International Society for Optics and Photonics", p. 81300Q, 2011.
- [19] Haddadi S, Fromager, et al "Improving the intensity of a focused laser beam, Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XVII", International Society for Optics and Photonics, p. 93431R, 2015.
- [20] J. E. Pearson, T. C. McGill, S. Kurtin, and A. Yariv, "Diffraction of Gaussian laser beams by a semi-infinite plane", *Journal of OSA*, Vol. 59, Issue 11, 1440-1445 1969.
- [21] K. Tanaka, N. Saga, and H. Mizokami, "Field spread of a diffracted Gaussian beam through a circular aperture", *Applied Optics*, Vol. 24, Issue 8, 1102-1106, 1985.
- [22] R. M. Herman, J. Pardo, and T. A. Wiggins, "Diffraction and focusing of Gaussian beams", *Applied Optics*, Vol. 24, Issue 9, 1346-1354, 1985.
- [23] K. Toyoda, F. Takahashi, S. Takizawa, Y. Tokizane, K. Miyamoto, R. Morita, and T. Omatsu, "Transfer of Light Helicity to Nanostructures", *Physical Review Letter*, Vol. 110, Issue 14, pp. 5, 2012.
- [24] S. Bretschneider, C. Eggeling, and S.W. Hell, "Breaking the Diffraction Barrier in Fluorescence Microscopy by Optical Shelving", *Physical Review Letter*, Vol. 98, Issue 21, pp. 4, 2007.
- [25] A. T. O'Neil, M. J. Padgett, "Three-dimensional optical confinement of micron-sized metal particles and the de-coupling of the spin and orbital angular momentum within an optical spanner", *Optics Communications*, Vol. 185, Issue 1-3, 139-143, 2000.
- [26] M.P. MacDonald, L. Paterson, W. Sibbett, K. Dholakia, P.E. Bryant, "Trapping and manipulation of low-index particles in a two-dimensional interferometric optical trap", *Optics Letters*, Vol. 26, Issue 12, 863-865, 2001.
- [27] Kimel, I. and Elias, L.R. "Relations between hermite and laguerre gaussian modes », *IEEE Journal of quantum electronics*, 29 no. 9, 2562–2567, 1993.
- [28] Gori, F.; Santarsiero, M.; Borghi, R. and Guattari, G. "Intensity-based modal analysis of partially coherent beams with Hermite–Gaussian modes", *Optics Letters*, 23, no. 13, 989–991, 1998.

- [29] A. Hasnaoui, A. Bencheikh, M. Fromager, E. Cagniot, K. Aït-Ameur, "Creation of a sharper focus by using a rectified TEM₀₀ beam", *Opt. Commun* 284, 1331–1334, 2011.
- [30] Fomchenkov S A, Butt M A, Podlipnov V V, Poletaev S D, Skidanov R V and Kazanskiy N L, "E-beam lithography exposure conditions for the fabrication of RGB filter based on metal/dielectric subwavelength grating", *J. of Physics: Conf. Ser.* 741(1), 012150, 2016.
- [31] Butt M A, Fomchenkov S A, Ullah A, Habib M, Ali R Z, "Modelling of multilayer dielectric filters based on TiO₂/SiO₂ and TiO₂/MgF₂ for fluorescence microscopy imaging", *Computer Optics* 40(5), 674–678, 2016.
- [32] S A Fomchenkov, A P Porfirev, "Development of diffractive optical elements with low surface roughness by direct laser writing", *Journal of Physics: Conference Series* 1124, 051041, 2018.
- [33] S A Fomchenkov, A P Porfirev, "Development of subwavelength diffractive optical elements manufacturing process for photonic devices", *Journal of Physics: Conference Series* 1410, 012247, 2019.
- [34] Sourangsu Banerji, Monjurul Meem, Apratim Majumder, "Imaging with flat optics: metalenses or diffractive lenses ", *Optica* Vol. 6, No 6, 805–810, 2019.
- [35] V.P. Kalosha, I. Golub, "Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution", *Optics Letters.* 32, 3540–3542, 2007.
- [36] Dmitry Savelyev, "Diffraction of a Gaussian beam on a gradient lens with a fractional degree of dependence on the radius", *Procedia Engineering* 201, 69–72, 2017.
- [37] Paul A. Hilton, Daniel Lloyd, John R. Tyrer " Use of a diffractive optic for high power laser cutting " *J. Laser Appl.*, Vol. 28, No. 1, 2016.
- [38] Wolfgang. Demtröder, "Laser spectroscopy", Germany, Springer, 2014.
- [39] Catherine Schwob, Lucile Julien, "Le laser : principe de fonctionnement", *Reflets de la Physique*, no. 21, 12–16, 2010.
- [40] D. Hennequin, V. Zehnlé, D. Dangoisse, "Les lasers : Cours et exercices corrigés", 3e edition, Dunod, Paris, 2013.
- [41] H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonators", *Applied Optics*, Vol. 5, 1550-1567, 1966.
- [42] A.E: Siegman, "Lasers", Universe Science Books, 1986.
- [43] Frank Träger, "Handbook of Lasers and Optics", Springer, 2007.
- [44] A. E. Siegman, "Hermite-Gaussian functions of complex argument as optical-beam eigenfunctions", *J. Opt. Soc. A* 63, 1093-4, 1973.

- [45] Galkin M.L, Nosov P.A, Kovalev M.S, Verenikina N.M, "Calculation and analysis of the laser beam field distribution formed by a real optical system", J. Phys. Conf. Series 1096, 2018.
- [46] D. H. Martin et J. W. Bowen, "Long-wave optics", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 41, 1676–1690, 1993.
- [47] Massimo Granata, "Optical development for second- and third-generation gravitational-wave detectors: stable recycling cavities for advanced virgo and higher-order Laguerre-Gauss modes", Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris VII, 2012.
- [48] Kevin Elis, "Modélisation par faisceaux gaussiens de systèmes quasi-optiques Intégrant des surfaces dichroïques pour la radiométrie millimétrique", thèse doctorat, Université de Toulouse III - Paul Sabatier, 2012.
- [49] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich, "Fundamentals of Photonics", John Wiley & Sons, 1991.
- [50] Zhangrong Mei, Daomu Zhao, Chongwei Zheng, "Analytical expressions of generalized M2 factor of hard-edged diffracted Laguerre–Gaussian beams", Optik 116, 337–342, 2005.
- [51] S. Saghafi, C.J.R. Sheppard, "The beam propagation factor for higher order Gaussian beams", Optics Communications 153, 207–210, 1998.
- [52] R. Guenther, "Modern Optics", Duke University, Canada, 1990.
- [53] Temer Bicherrawy, "Vibration, ondes et optiques", volume 3,4. Lavoisier, 2008.
- [54] K. K. Sharma, "Optics Principles and Applications", Elsevier, 2006.
- [55] J. Goodman, "Introduction to Fourier Optics", Roberts & Co, 2005.
- [56] G. Kirchhoff. Zur, "The theory of light rays", Weidemann Ann. (2), 18:663, 1883.
- [57] Rajpal. S. Sirohi, "Optical methods of measurement, second edition", CRC Press, Taylor and Francis Group, 2009.
- [58] D. McGloin, V. Garcés-Chávez and K. Dholakia, "Micromanipulation with Bessel beams: studies of angular momentum and reconstruction", Proceedings of SPIE Vol. 5514, 331-339, 2004.
- [59] R. V. Skidanov, V. V. Kotlyar, S. N. Khonina, A. V. Volkov, and V. A. Soifer, "Micromanipulation in Higher-Order Bessel Beams", Optical Memory and Neural Networks, Vol. 16, No. 2, 91-98, 2007.
- [60] Andrew Stockham, John G. Smith, "Optical Design for Generating Bessel Beams for Micromanipulation", Proc. of SPIE Vol. 6326, 63261D, 2006.

- [61] D. McGloin, V. Garcés-Chávez, and K. Dholakia, "Interfering Bessel beams for optical micromanipulation", *Optics Letters*, Vol. 28, No. 8, 2003.
- [62] Daniel Malacara Zacarias Malacara, "Handbook of Optical Design", Second Edition, Marcelus Dekker, New York Basel, 2004.
- [63] Nicolas Passilly, "Utilisation d'éléments optiques diffractifs binaires pour la mise en forme et l'amélioration des performances des lasers solides", Caen-Basse Normandie University, PhD Thesis, 2005.
- [64] B. Kress and P. Meyrueis, "Digital Diffractive Optics", John Wiley & Sons Ltd, New York, NY, 2000.
- [65] T. Jabbour, "Design, Analysis, and Optimization of Diffractive Optical Elements under High Numerical Aperture Focusing", CREOL, the College of Optics and Photonics, Orlando, FL, PhD Thesis, 2009.
- [66] Christopher Palmer, "Diffraction grating handbook", fifth edition, Erwin Loewen, Editor, 2002.
- [67] Yuriy K. Sirenko, Staffan Ström, "Modern Theory of Gratings", Springer, 2010.
- [68] D. O'Shea et al, "Diffractive Optics : Design, Fabrication, and Test", SPIE, 2003.
- [69] Vincent Rivoire, "Physique : cours complet avec tests, exercices et problèmes corrigés", Pearson Education France, 2010.
- [70] Pavel V. Kolesnichenko, Lukas Wittenbecher, and Donatas Zigmantas, "Fully symmetric dispersion less stable transmission-grating Michelson interferometer", *Optics Express* Vol. 28, 37752-37757, 2020.
- [71] S. F. Pereira and A. S. van de Nes, "Superresolution by means of polarization, phase and amplitude pupil masks", *Opt. Commun* 234, 119-124, 2004.
- [72] J. Turunen and F. Wyrowski, "Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications", Wiley, Jena, 1998.
- [73] William H. Carter, "Focal shift and concept of effective Fresnel number for a Gaussian laser beam", *Applied Optic*, Vol. 21, No. 11, 1989-1994, 1982.
- [74] Naty Citlali Cabrera Gutiérrez, "Modes de Laguerre-Gauss et canalisation d'atomes froids", Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2015.
- [75] Fabienne Diry, "Holographie dynamique pour les atomes froids : modes de Laguerre-Gauss et leurs variantes", Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2009.

- [76] Renaud de Saint Denis, Nicolas Passilly, Mathieu Laroche, Tayeb Mohammed Brahim, and Kamel Aït-Ameur, "Beam-shaping longitudinal range of a binary diffractive optical element", *Applied Optics*, Vol. 45, No. 31, 8136-8141, 2006.
- [77] James E. Harvey, Richard N. Pfisterer, "Understanding diffraction grating behavior: including conical diffraction and Rayleigh anomalies from transmission gratings", *Optical Engineering*, 58(8), 087105, 2019.
- [78] S. Cherif, A. Medjahed, A. Manallah, "Conversion of Laguerre–Gaussian beams into Gaussian beams of reduced focal spot by use of a circular echelon", *Optik* 127, 3134–3137, 2016.
- [79] A. Hasnaoui, A. Bencheikh, M. Fromager, E. Cagniot, K. Aït-Ameur, "Creation of a sharper focus by using a rectified TEM₀ beam", *Opt. Commun* 284, 1331–1334, 2011.
- [80] Ronald R. Krueger, Raymond A. Applegate, Scott M. Macrae, "Wavefront Customized Visual Correction", SLACK Incorporated, 2004.
- [81] D. Malacara, "Optical shop testing", New York: Wiley, 1978.
- [82] Mirko Resan, Miroslav Vukosavljević and Milorad Milivojević, "Wavefront Aberrations", *Advances in Ophthalmology*, 191–204, 2012.
- [83] Joseph M. Geary , "Introduction to Wavefront Sensors", Spie Optical Engineering Press, 1995.
- [84] Cédric Plantet, "Etude d'un nouveau concept d'analyse de front d'onde en plan focal appliqué à l'optique adaptative en astronomie", Thèse de doctorat, école doctorale astronomie et astrophysique d'Ile-de-France, 2014.
- [85] Isabelle Mocoœur, "Analyse de front d'onde en plan focal : développement d'algorithmes temps-réel et application au cophasage de télescopes multipupilles imageurs", Thèse de doctorat, Université PARIS XI, 2008.
- [86] J. Schwiegerling, "Scaling Zernike expansion coefficients to different pupil sizes", *JOSA A*, Vol 19, N° 10, 1937-1945, 2002.
- [87] Rahul Bhatt, Sanjay K. Mishra, D. Mohan, A.K. Gupta, "Direct amplitude detection of Zernike modes by computer-generated holographic wavefront sensor: Modeling and simulation", *Optics and Lasers in Engineering* 46, 428–439, 2008.
- [88] Xin Jia, Xing Tingwen, Xu jiajun, Lin wumei, and Liao zhijie, "Wavefront testing of pinhole based on point diffraction interferometer", *Proc. SPIE* 8683, Optical Microlithography XXVI, 86832F, 2013.
- [89] Lu Zengxiong, Jin Chunshui, Ma Dongmei, and Zhang Haitao, "Effect of the edge roughness of the pinhole in point diffraction interferometer on light diffraction", *Proc. SPIE* 8418, 6th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and

Testing Technologies: Design, Manufacturing, and Testing of Smart Structures, Micro- and Nano-Optical Devices, and Systems, 84180H, 2013.

[90] R. N. Smartt and W. H. Steel, "Theory and application of point diffraction interferometers", Japan. J. appl. Phys. 14, 353-356, 1974.

[91] James E. Millerd, Neal J. Brock, John B. Hayes et James C. Wyant, "Instantaneous phase-shift, point-diffraction interferometer", Proc Spie Vol.5531, 2004.

[92] Qian Gong & Joseph Geary, "Modeling Point Diffraction Interferometers", Optical Engineering, Vol. 35 No. 2, 1996.

[93] Pietro Ferraro, MelaniaPaturzo and Simonetta Grill, "Optical wavefront measurement using a novel phase-shifting point-diffraction interferometer", The International Society for Optical Engineering, 2007.

[94] P. Hariharan, B.F. Oreb, N. Brown, "A digital phase-measurement system for real-time holographic interferometry", Opt. Commun. 41, 393-396, 1982.

[95] P. Hariharan, "Qasi-heterodyne hologram interferometry", Opt. Eng. 24, 632-638, 1985.

[96] K. Creath, "Temporal phase measurement methods", In Interferogram Analysis: Digital Fringe Pattern Measurement Techniques, D. W. Robinson and G. T. Reid, Eds.94-140, Institute of Physics Publishing, Bristol, United Kingdom, 1993.

[97] D. W. Robinson, "Phase Unwrapping Methods", In Interferogram Analysis, Ed. D. Robinson and G. Reid, Chap 6, Philadelphia Institute of physics, 1993.

RESUME

Depuis l'invention du premier laser, les concepteurs et les utilisateurs de faisceaux lasers ont souhaité disposer d'un faisceau gaussien comme le plus apte à générer de petites taches focales et donc de fortes intensités. Cependant, plus récemment, de nombreuses applications des faisceaux lasers ont nécessité des distributions transverses d'intensité différentes de la distribution gaussienne.

La voie utilisée pour transformer ces faisceaux est l'utilisation de l'optique diffractive sous la forme d'éléments optiques diffractifs qui permettent d'obtenir des faisceaux non gaussiens. Beaucoup de travaux sont basés sur un algorithme inverse de diffraction qui consiste à calculer le motif de phase en fonction de la distribution d'intensité attendue. Cependant, le résultat conduit, la plupart du temps, à un motif complexe dont la réalisation peut devenir coûteuse. Parmi les différents types d'éléments optiques diffractifs, on peut distinguer des optiques diffractives de phase avec un seul ou plusieurs niveaux de gravures qui sont simple à fabriquer donc aussi un faible coût de réalisation.

L'objectif essentiel de ce travail est donc de montrer la possibilité de transformer des distributions de gaussienne en d'autres distribution comme: la distribution uniforme, la distribution creuse, etc.... et aussi obtenir des faisceaux gaussiens de petites taches focales et de fortes intensités en utilisant des optiques diffractives très simple.

MOTS-CLES: Faisceau laser, faisceau gaussien, diffraction optique, optique diffractive, aberrations.

ABSTRACT

Since the invention of the first laser, designers and users of laser beams wanted to have a gaussian beam as the best able to generate small focal spots and therefore high intensities. However, recently, many applications of laser beams have required transverse distributions intensities different of the gaussian distribution.

The way used to transform these beams is the use of diffractive optics in the form of diffractive optical elements that make it possible to obtain non gaussian beams. Many works are based on an inverse diffraction algorithm which consists of calculating the phase pattern according to the expected intensity distribution. However, the result leads, most of the time, to a complex pattern whose realization can become expensive. Among the various types of diffractive optical elements, it is possible to distinguish phase diffractive optics with a single or several levels of engraving which are simple to realize and therefore also a low cost of production.

The main objective of this work is therefore to show the possibility of transforming gaussian distributions into other distributions such as: uniform distribution, hollow distribution, etc and also obtain gaussian beams of small focal spots and high intensities using very simple diffractive optics.

KEYWORDS: Laser beam, Gaussian beam, optical diffraction, diffractive optics, aberrations.