

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU

FACULTE DES SCIENCES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



Laboratoire de Physique et Chimie Quantique

MÉMOIRE DE MASTER

FILIÈRE : Physique

SPÉCIALITÉ : Nanophysique

Présenté par :

IBOUASMENE Lylia

Thème:

**Étude d'une Nouvelle approche pour la combinaison
incohérente de faisceaux lasers gaussiens**

Devant le jury d'examen composé de :

M. DJOUDER	Madjid	MCA	U.M.M.T.O.	Président
M. DJELLOUT	Hocine	MCA	U.M.M.T.O.	Encadrant
M. BOUKELLAL	Ali	Professeur	U.M.M.T.O.	Examineur
M. LAMROUS	Omar	Professeur	U.M.M.T.O.	Examineur

Soutenu publiquement le : 14/07/2024

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ) de l'université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou.

Mes premiers remerciements vont à Mr Houcine Djellout, mon promoteur , avec qui j'ai eu la chance de m'initier au travail de recherche ,je ne m'attendais vraiment pas du tout à rencontrer une personne douée de telles qualités humaines extraordinaires, de bienveillance naturelle et d'une gentillesse inégalée , je vous en suis à jamais reconnaissante de votre patience envers mes vastes lacunes d'études.Merci.

Avant d'entamer la présentation du travail en question, je tiens à remercier le Professeur Abdelaziz Mezeghrane, directeur du laboratoire LPCQ pour son accueil,au sein du Laboratoire (LPCQ) .

Je remercie également l'ensemble des enseignants de l'UMMTO qui ont contribué à ma formation tout au long de mon cursus au sein de cette université.

Je suis honoré et je remercie monsieur Madjid DJOUDER d'avoir accepté de présider le jury, et messieurs Omar LAMROUS et Ali BOUKELLAL d'examiner ce travail.

Je remercie l'ensemble de mes amies de la promotion, pour leurs agréables souvenirs

Mes derniers remerciements et non des moindres, sont adressés à mes parents mes soeurs et mes frères sans lesquels je n'aurais pas pu faire ce travail.

Résumé

Dans ce travail nous nous sommes intéressé à l'effet du facteur de remplissage sur la combinaison incohérente de plusieurs faisceaux laser gaussiens avec une nouvelle configuration de combinaison qui consiste à orienter tous les lasers vers un point choisi, qui est le point de rencontre de tous les faisceaux lasers combinés. Les calculs effectués dans ce travail nous montrent que le facteur de remplissage FF, n'a aucune influence sur la forme spatiale de l'intensité combinée, où nous obtenons toujours sur le plan focal une forme gaussienne indépendamment du facteur de remplissage FF. Nous concluons donc, que pour éviter la formation des lobes d'intensités secondaires au niveau du plan focal, Il est indispensable de diriger tous les faisceaux laser vers un même point (point de focalisation) avec une très grande précision.

Mots-clés : combinaison incohérente de faisceaux, laser de puissance, facteur de remplissage

Abstract

In this work we were interested in the effect of the filling factor on the incoherent combination of several Gaussian laser beams with a new combination configuration which consists of directing all the lasers towards a chosen point, which is the meeting point of all the combined lasers. The calculations achieved in this work show us that the filling factor FF has no influence on the spatial shape of the combined intensity, where we always obtain at the focal plane a Gaussian shape independently of the filling factor FF. We therefore conclude that to avoid the formation of secondary intensity lobes at the focal plane, it is essential to direct all the laser beams towards the same point (focal point) with a very high accuracy.

Key words : incoherent beam combination, high power laser, filling factor

Table des matières

Table des matières	i
Table des figures	iii
Introduction générale	1
1 Généralités	
Principe de fonctionnement d'un laser et propagation des faisceaux gaussiens	2
1 Introduction	2
2 Principe de fonctionnement d'un laser	2
2.1 Processus d'émission de la lumière	2
3 Faisceaux gaussiens	4
4 Paramètres du faisceau:	6
4.1 Largeur du Faisceau	6
4.2 Portée de Rayleigh et paramètre confocal:	6
4.3 Rayon de courbure:	7
4.4 Divergence du faisceau:	7
4.5 Intensité laser:	7
5 Conclusion :	7
2 Etat de l'art	8
1 La Combinaison de plusieurs faisceaux laser :	8
2 Combinaison Incohérente	9
2.1 Combinaison spectrale	9
3 La combinaison cohérente	10
3.1 La configuration "Filled Aperture"	10
3.2 La configuration "Tiled Aperture"	10
3 Modèle théorique et simulations	12
1 Combinaison incohérente	12
2 Combinaison incohérente sans focalisation	13
3 Combinaison incohérente avec focalisation	16
4 Conclusion	21
5 Conclusion générale	22

Table des figures

1.1	Émission spontanée	2
1.2	Émission stimulée	3
1.3	Niveaux d'énergies du Nd ³⁺	3
1.4	Schéma simplifié d'un laser type. Ce schéma présente les différentes parties d'un laser classique, on trouve : Le milieu amplificateur qui est constitué d'atomes qui seront par la suite excités puis désexcités afin d'engendrer les photons.	4
1.5	Présentation des différents paramètres d'un faisceau gaussien	7
2.1	Techniques de combinaison de faisceaux: combinaison incohérente (a), combinaison spectrale (b) et Combinaison cohérente (c).[4]	8
2.2	Comparaison de la combinaison de 4 faisceaux disposés en carré dans les cas incohérent ((a) rouge et (b)) et cohérent ((a) bleu et (c))	9
2.3	Combinaison spectrale en configuration laser (a) et en configuration MOPA (b).[5]	10
2.4	impact du facteur de remplissage sur l'intensité combinée au champ lointain [6]	11
2.5	résultats expérimentaux d'une combinaison incohérente (a) et cohérente (b)[7] .	11
3.1	Nouvelle configuration de combinaison des faisceaux gaussiens	12
3.2	détermination de Δz_{ij} , et r_{ij} au au plan avec $z = h_0$.[8]	14
3.3	intensité combinée de 121 lasers incohérents au point focale ($z = 2m$, $z_0 = 314m$, $w_0 = 0.01m$)	14
3.4	détermination de Δz_{ij} , et r_{ij} au plan $z = h$	15
3.5	focalisation d'un faisceau laser gaussiens pas des lentille	17
3.6	évolution spatiale de l'intensité combinée de 121 lasers incohérents focalisés avec une distance entre les lasers $d = (0.04)$	18
3.7	Evolution spatiale de l'intensité combinée de 121 lasers incohérents focalisés avec une distance entre les lasers dans le plan source $d = 0.07m$	20

Introduction générale

Depuis son invention dans les années 1960 par Theodore Maiman, le laser a révolutionné notre capacité à générer et manipuler la lumière de manière contrôlée et précise. Initialement développé sur la base de la théorie de l'émission stimulée de la lumière, le laser a rapidement trouvé des applications diverses et cruciales dans des domaines aussi variés tels que la médecine, les télécommunications, l'industrie et la recherche scientifique. Toutefois, l'énergie et la puissance qu'on peut extraire d'un seul laser se trouvent limitées à cause des effets thermiques, des effets non linéaires et du seuil optique de dommage du milieu laser. La combinaison de plusieurs faisceaux laser d'une manière cohérente ou incohérente devient une solution prometteuse pour atteindre de fortes intensités. Cependant, cette dernière solution souffre d'un problème majeur dû à l'existence de lobes d'intensité secondaires au niveau du plan de focalisation des faisceaux laser, engendrant une altération de l'efficacité de combinaison en terme d'intensité et du profil spatial. Pour éliminer ces lobes secondaires, nous proposons une nouvelle configuration de combinaison qui consiste à orienter tous les lasers vers un point choisi, qui est le point de rencontre de tous les lasers combinés (point de focalisation de tous les lasers).

Dans ce contexte, ce travail de recherche se concentre sur une étude théorique et numérique de la combinaison incohérente de plusieurs faisceaux laser gaussiens avec la nouvelle configuration. Le plan de ce manuscrit est le suivant :

Le premier chapitre est dédié à un rappel des notions fondamentales concernant le principe de fonctionnement d'un laser et sur la propagation des faisceaux gaussiens.

Le deuxième chapitre est consacré à l'état de l'art en invoquant les différentes techniques de combinaison de faisceaux laser ainsi qu'aux problèmes expérimentaux dont elles souffrent à savoir l'existence des lobes d'intensités secondaires au niveau du plan de focalisation.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude théorique et numérique d'une nouvelle configuration de combinaison incohérente de faisceaux gaussiens qui permet l'élimination des lobes d'intensité secondaires.

Chapter 1

Généralités

Principe de fonctionnement d'un laser et propagation des faisceaux gaussiens

1 Introduction

Un laser est un appareil émettant de la lumière (rayonnement électromagnétique) amplifiée par émission stimulée. Le terme laser provient de l'acronyme anglo-américain « light amplification by stimulated emission of radiation » (en français : « amplification de la lumière par émission stimulée du rayonnement »)[1, 2]. Le premier laser a été construit en 1960 par Theodor Maman des Hughe Resarch laboratories, sur la base des travaux théoriques de Charles H .townes et de Arthur Leonard Schawlow.

2 Principe de fonctionnement d'un laser

2.1 Processus d'émission de la lumière

2.1.1 Émission spontanée

Un atome qui se trouve dans un état excité, se désexcite vers un niveau d'énergie inférieur, en émettant un photon d'énergie égale à la différence d'énergie entre l'état initial et l'état final (voir figure 1.1) :

$$|\Delta E| = |\text{État final} - \text{État initial}| \quad (1.1)$$

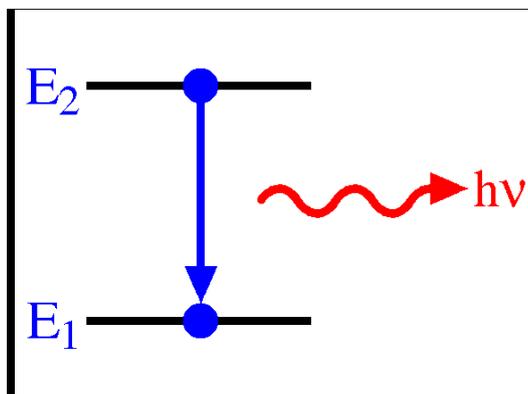


Figure 1.1: Émission spontanée

2.1.2 L'émission stimulée

Un atome dans l'état E_2 peut se désexciter par émission stimulée vers le niveau E_1 sous l'effet d'une onde électromagnétique, qui sera alors amplifiée (voir figure 1.2). Ce processus n'est possible que si l'énergie du rayonnement incident est proche de $E_2 - E_1$, le photon créé par émission stimulée a les mêmes propriétés que le photon qui l'a engendré

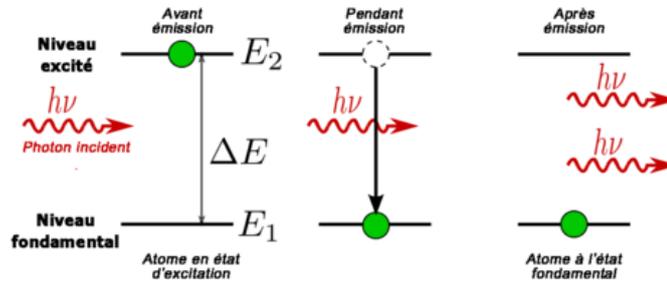


Figure 1.2: Émission stimulée

2.1.3 L'inversion de population

Dans un ensemble d'atomes en équilibre thermique, le nombre d'atomes (population), dont l'énergie correspond à un niveau donné n'est pas quelconque. La population des niveaux décroît exponentiellement lorsque leur énergie augmente, ainsi il est difficile de faire une inversion de population. Pour créer une inversion de population il faut donc créer un système hors équilibre avec des atomes ayant un système à trois ou à quatre niveaux d'énergies. La figure (1.3) montre un système à quatre niveaux d'énergie pour les ions Nd^{3+} . Le pompage optique se fait à 790 nm entre le niveau 0 et 3 et l'inversion de population se crée entre le niveau 2 et 1, car la durée de vie des niveaux 3 et 1 (1 ns) est très petite de comparée à celle du niveau 2 (500 ns).

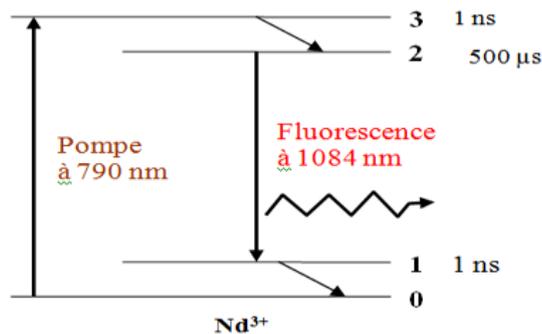


Figure 1.3: Niveaux d'énergies du Nd^{3+}

2.1.4 Cavité-optique

Une cavité optique ou résonateur optique est un dispositif dans lequel certains rayons lumineux sont susceptibles de rester confinés grâce à des miroirs sur lesquels ils se réfléchissent. Pour avoir un effet laser, il faut que le phénomène d'émission stimulée (ou induite) joue son rôle d'amplification, il faut que les photons effectuent plusieurs aller-retour dans le milieu actif, milieu dans lequel a été réalisée l'inversion de population. Le milieu actif est alors placé entre deux miroirs parallèles, disposés orthogonalement à l'axe du barreau ou du tube. Après

chaque réflexion, les photons, émis dans la direction perpendiculaire aux miroirs, traversent à nouveau le milieu actif, créant d'autres émissions stimulées de photons, l'intensité du faisceau se renforce ainsi pour obtenir l'effet laser (voir figure 1.4).

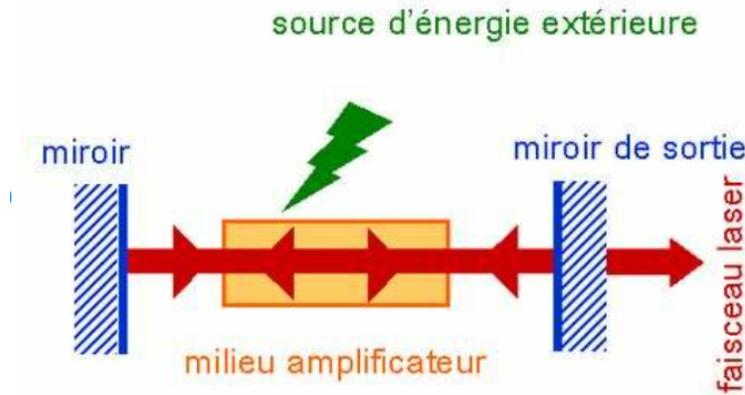


Figure 1.4: Schéma simplifié d'un laser type. Ce schéma présente les différentes parties d'un laser classique, on trouve : Le milieu amplificateur qui est constitué d'atomes qui seront par la suite excités puis désexcités afin d'engendrer les photons.

3 Faisceaux gaussiens

Les faisceaux gaussiens, sont des modes lumineux présentant une distribution d'intensité en forme de cloche, caractérisée par une intensité maximale au centre du faisceau qui décroît symétriquement en s'éloignant du centre. Le champ électromagnétique relatif à un faisceau gaussien peut s'exprimer sous la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \psi(x, y, z) e^{j(\omega t - kz)} \quad (1.2)$$

où $\psi(x, y, z)$ représente l'extension spatiale du champ et le terme en exponentiel est la phase de propagation d'une onde plane.

L'équation de propagation du champ électromagnétique dans le vide obéit à l'équation de propagation de Maxwell.

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (1.3)$$

En insérant l'équation (1.2) dans l'équation (1.3) on aboutit à :

$$\left(\Delta_T + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi - 2jk \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (1.4)$$

où Δ_T désigne le laplacien transverse donné par :

$$\left(\Delta_T = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \quad (1.5)$$

L'extension spatiale du champ $\psi(x, y, z)$ varie beaucoup plus lentement dans la direction de propagation z que le terme oscillatoire de l'onde e^{-jkz} .

On peut alors écrire :

$$\left| \frac{1}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right| \ll \left| \frac{1}{e^{-jkz}} \frac{\partial (e^{-jkz})}{\partial z} \right| \Rightarrow \left| \frac{\partial \psi}{\partial z} \right| \ll k\psi \quad (1.6)$$

On peut aussi écrire :

$$\left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right| \ll k \left| \frac{\partial \psi}{\partial z} \right| \quad (1.7)$$

$$\left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right| \ll \left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right| \quad \text{et} \quad \left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right| \ll \left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right| \quad (1.8)$$

L'approximation de l'enveloppe lentement variable, peut être illustrée en observant un faisceau laser, où l'intensité dans la direction de propagation z demeure essentiellement constante. En appliquant ces simplifications à l'équation de propagation (1.4), on obtient ce qui est communément désigné sous le nom d'équation d'onde paraxiale.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi - 2jk \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (1.9)$$

Étant donné la symétrie du faisceau laser par rapport à la direction de propagation z , il est alors plus approprié de travailler en utilisant des coordonnées cylindriques. Dans ce système de coordonnées l'équation (1.9) s'écrit:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - 2jk \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (1.10)$$

Le profil transverse du champ électromagnétique du laser est de forme gaussienne, de telle sorte qu'il puisse s'exprimer par :

$$\psi(r, z) = A(z) \exp \left(-j \frac{kr^2}{2R(z)} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{w^2(z)} \right) \quad (1.11)$$

.Où $A(z)$ est une fonction ,à priori complexe ,décrivant l'amplitude et la phase du champs suivant z .

. Les variations de $\psi(r, z)$ suivant la coordonnée radiale sont contenues dans les termes exponentiels .

Le caractère Gaussien du profil est exprimé par $\exp \left(-\frac{r^2}{w^2(z)} \right)$. Pour z fixe , $w(z)$ est une mesure de l'extension du faisceau .

. $R(z)$ et $w(z)$ sont des fonctions réelles. $R(z)$ est appelé "rayon de courbure de faisceau".

.On définit "le rayon de courbure complexe " par l'entité $q(z)$ telle que :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{2j}{kw^2(z)} \quad (1.12)$$

Considérant (1.12), (1.11) s'écrit alors :

$$\psi(r, z) = A(z) \exp \left(-j \frac{kr^2}{2q(z)} \right) \quad (1.13)$$

En portant (1.13) dans (1.10),on obtient les equations différentielles du 1^{er} ordre suivantes :

$$\frac{dq(z)}{dz} = 1 \quad (1.14)$$

$$\frac{dA(z)}{dz} = -\frac{A(z)}{q(z)} \quad (1.15)$$

L'intégration de l'équation (1.14) donne :

$$q(z) = z + C \quad (1.16)$$

Où C est une constante d'intégration, à priori complexe. Si l'on exprime cette constante sous la forme $C = jz_R$ (1.16) devient :

$$q(z) = z + jz_R \quad (1.17)$$

Où z_R est une constante réelle, appelée "longueur de Rayleigh", dont la signification physique apparaîtra ultérieurement.

A la position $z = 0$ le rayon complexe prend la valeur $q(0) = jz_R$. En remplaçant cette expression dans l'équation (1.10) du profil transverse du champ, en considérant (1.13) et en ne s'intéressant qu'au terme de la gaussienne en r^2 , on obtient l'identité :

$$e^{-\frac{kr^2}{2z_R}} = e^{-\frac{r^2}{2w_0^2}} \Rightarrow z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.18)$$

L'entité z_R est appelée la longueur de Rayleigh, et w_0 désigne la distance transversale pour laquelle l'amplitude du champ diminue de $1/e$ de sa valeur maximale, de telle sorte que l'on puisse associer ce paramètre au rayon minimum du faisceau laser à l'origine $z=0$. En effet le paramètre $q(z)$ est un paramètre très important, si on connaît sa valeur pour un z donné, alors on peut complètement caractériser le faisceau du laser.

L'inversion de l'équation (1.17) nous donne l'expression, souvent utile :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{z}{z^2 + z_R^2} - j \frac{z_R}{z^2 + z_R^2} \quad (1.19)$$

4 Paramètres du faisceau:

La géométrie et le comportement d'un faisceau gaussien dépend de divers paramètres que l'on va définir ci-dessous:

4.1 Largeur du Faisceau

Pour un faisceau gaussien se propageant dans le vide, ayant un rayon minimum (waist) w_0 à son origine, le rayon du faisceau $w(z)$ après propagation sur une distance z est donné par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (1.20)$$

Où z_0 est la distance de Rayleigh

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.21)$$

4.2 Portée de Rayleigh et paramètre confocal:

À une distance z_0 de l'origine, la largeur du faisceau w est égale à : [3]:

$$w(\pm z_0) = w_0 \sqrt{2} \quad (1.22)$$

Le paramètre confocal b est défini par la distance entre $-z_0$ et $+z_0$, d'où :

$$b = 2z_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.23)$$

4.3 Rayon de courbure:

$R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde du faisceau. Sa valeur est une fonction de la position:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (1.24)$$

4.4 Divergence du faisceau:

Pour $\left(\frac{z}{z_0}\right) \gg 1$ on peut faire l'approximation par laquelle $w(z) = \frac{w_0 z}{z_0}$. L'angle de la diffraction est la pente de cette droite égale à :

$$\tan(\theta) = \theta = \frac{w_0}{z_0} (\theta \text{ en radians.}) \quad (1.25)$$

Cependant, l'angle total de diffraction ou bien le cône de diffraction du laser est défini par:

$$\theta_{\text{dif}} = 2\theta = \frac{2w_0}{z_0} = \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (1.26)$$

4.5 Intensité laser:

La grandeur mesurable d'un faisceau laser est représentée par son intensité, déterminée par

$$I(r, z) = \left| \vec{E}(t, \vec{r}) \right|^2$$

En considérant $\vec{E}(t, \vec{r})$ dans l'approximation paraxiale, il vient :

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0^2}{w(z)^2} \right) e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}} \quad (1.27)$$

Les différents paramètres discutés précédemment sont illustrés sur la figure (1.5)

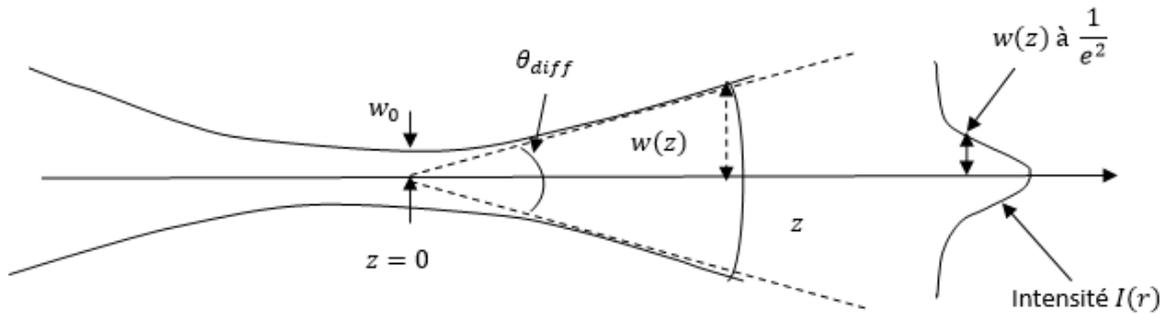


Figure 1.5: Présentation des différents paramètres d'un faisceau gaussien

5 Conclusion :

Dans ce premier chapitre nous avons présenté quelques rappels sur le principe de fonctionnement d'un laser en décrivant les différents processus essentiels d'interaction rayonnement matière qui permettent d'obtenir un effet laser. Nous avons aussi décrit la propagation d'un faisceau gaussien dans le vide. Ces rappels sont essentiels pour la compréhension du sujet de ce master qui porte sur la combinaison incohérente de plusieurs faisceaux lasers Gaussiens.

Chapter 2

Etat de l'art

Les lasers sont largement utilisés pour diverses applications, allant de la mesure de paramètres physiques à la fabrication industrielle et même aux applications militaires. Ils offrent des capacités uniques pour mesurer des distances, des vitesses ou des concentrations de molécules, ainsi que pour des tâches telles que la découpe de pièces métalliques. La demande toujours accrue sur des lasers de puissances avec de fortes intensités pour des applications industrielles et en recherche fondamentale tels que le traitement des matériaux et l'accélération des particules, est en pleine expansion. Cependant, l'énergie et la puissance qu'on peut extraire d'un seul laser sont limitées à cause des effets thermiques, des effets non linéaires, et du seuil optique de dommage du milieu laser. Pour remédier à ces inconvénients, il existe plusieurs solutions parmi lesquels on peut citer le concept d'amplification d'impulsions par dérive de fréquence (chirped pulse amplification), et le concept de la combinaison cohérente ou incohérente de plusieurs faisceaux laser.

1 La Combinaison de plusieurs faisceaux laser :

C'est une approche prometteuse pour augmenter la puissance et l'énergie totale. Il existe différentes techniques de combinaisons de faisceaux lasers, il y a la combinaison incohérente et la combinaison cohérente, dont les concepts sont résumés sur la figure 2.1.

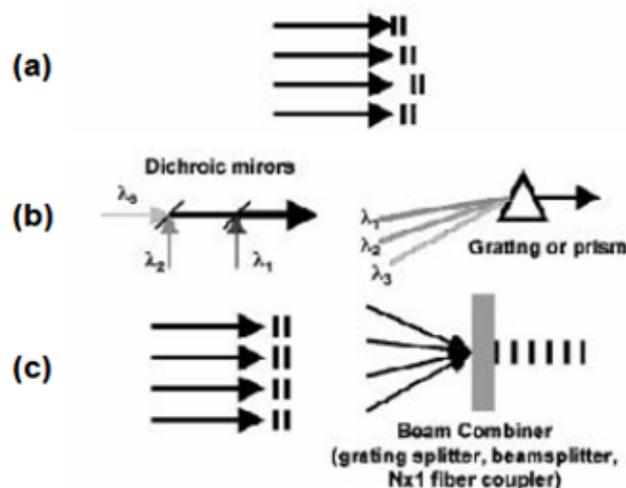


Figure 2.1: Techniques de combinaison de faisceaux: combinaison incohérente (a), combinaison spectrale (b) et Combinaison cohérente (c).[4]

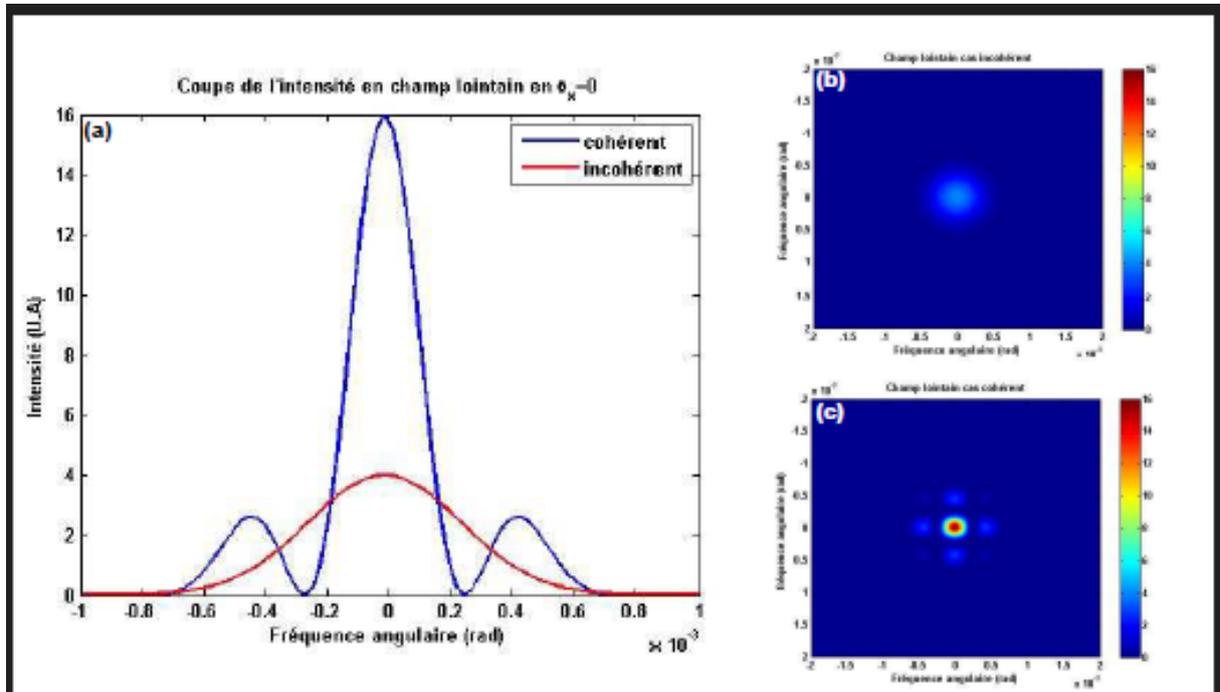


Figure 2.2: Comparaison de la combinaison de 4 faisceaux disposés en carré dans les cas incohérent ((a) rouge et (b)) et cohérent ((a) bleu et (c)) .

Par exemple, la Figure 2.2. présente la comparaison des champs lointains obtenus dans les cas cohérent et incohérent pour quatre faisceaux disposés aux quatre coins d'un carré. L'intensité sur l'axe qui vaut 4 dans le cas incohérent, est donc bien proportionnelle au nombre de faisceaux combinés tandis que dans le cas cohérent, l'intensité sur l'axe vaut 16, c'est-à-dire le carré du nombre de faisceaux.

2 Combinaison Incohérente

La technique la plus simple pour faire de la combinaison de faisceaux est de se contenter de superposer plusieurs faisceaux laser sans tenter de contrôler leurs longueurs d'onde, polarisations, et les phases relatives entre les émetteurs. On obtient en champ lointain une addition incohérente des puissances laser.

2.1 Combinaison spectrale

La combinaison spectrale ou combinaison par multiplexage en longueurs d'onde consiste à superposer N faisceaux dont les spectres optiques sont différents et disjoints. La combinaison s'effectue via un élément dispersif (réseau, prisme...). Si les longueurs d'onde des faisceaux et leur angle d'incidence sur cet élément sont bien adaptés, il est alors possible de renvoyer tous les faisceaux dans une même direction et d'obtenir un faisceau de bonne qualité spatiale et de puissance égale à la somme des puissances individuelles. L'élément dispersif peut se trouver à l'intérieur de la cavité avant un miroir de sortie commun à toutes les voies, on est alors en configuration laser (Figure 2.3 (a)) ou hors cavité, on parle alors en configuration MOPA (b).

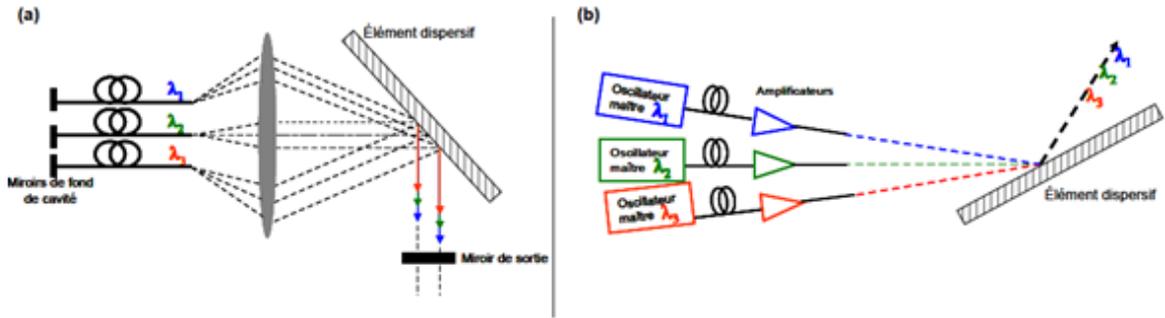


Figure 2.3: Combinaison spectrale en configuration laser (a) et en configuration MOPA (b).[5]

Dans une configuration laser, l'énergie se répartit entre les différents milieux laser à diverses longueurs d'onde. Les longueurs d'onde qui permettent la superposition des faisceaux après diffraction sur l'élément dispersif sont préférentiellement amplifiées, car elles sont résonantes dans la cavité. Finalement, chaque voie amplifie uniquement une longueur d'onde spécifique, légèrement distincte des autres. Cette longueur d'onde ainsi que sa largeur spectrale dépendent de la dispersion de l'élément diffractif, de son orientation et de l'angle entre les différentes voies.

3 La combinaison cohérente

Elle consiste à aligner et superposer plusieurs faisceaux lumineux de manière à ce que leurs crêtes et leurs creux se renforcent mutuellement, augmentant ainsi l'intensité lumineuse. Cette technique vise à maximiser l'interférence constructive entre les faisceaux pour obtenir un faisceau combiné de meilleure qualité et plus puissant que les faisceaux individuels. On classifie la combinaison cohérente, en deux grandes catégories [5, 6] qui sont la configuration « tiled aperture » et la « filled aperture ».

3.1 La configuration "Filled Aperture"

C'est une méthode optique qui utilise plusieurs éléments de combinaison disposés dans une ouverture. Chaque élément émet un faisceau lumineux qui se superpose directement avec les autres à l'intérieur de cette ouverture. Cette approche vise à produire un faisceau composite de haute qualité, avec une intensité lumineuse élevée et une distribution spatiale uniforme. En somme, elle permet de combiner efficacement plusieurs sources lumineuses pour obtenir un faisceau de grande puissance.

3.2 La configuration "Tiled Aperture"

Elle Consiste à disposer plusieurs éléments comme des fibres optiques ou des lasers en une mosaïque pour former un réseau. Chaque élément émet son propre faisceau lumineux, et la combinaison des faisceaux laser se fait au champ lointain. Cette configuration offre des avantages tels qu'un potentiel de mise à l'échelle élevé pour augmenter la puissance de sortie en ajoutant plus d'éléments. Cependant, il existe un problème majeur pour cette configuration qui limite son utilisation, à savoir l'existence de lobes d'intensité secondaire au niveau du plan de focalisation des faisceaux lasers, induisant une altération de l'efficacité de combinaison en termes d'intensité et du profil spatiale. Par ailleurs, il est rapporté dans la littérature que le facteur de remplissage (rapport entre le diamètre du faisceau et le diamètre

du collimateur) est un facteur d'influence importante sur la formation des lobes secondaires ainsi que sur la proportion d'énergie que prend le lobe central. La figure 2.4 nous montre l'effet du facteur de remplissage FF (l'écart minimum entre les faisceaux laser individuels) sur l'intensité combinée obtenue au champ lointain. Il est observé une augmentation du nombre de lobes secondaires et une diminution de l'intensité du lobe principal au fur et à mesure que le FF diminue. Il est aussi rapporté dans la littérature que théoriquement, l'efficacité de combinaison des faisceaux gaussiens dans la configuration "Tiled Aperture" est limitée à 76

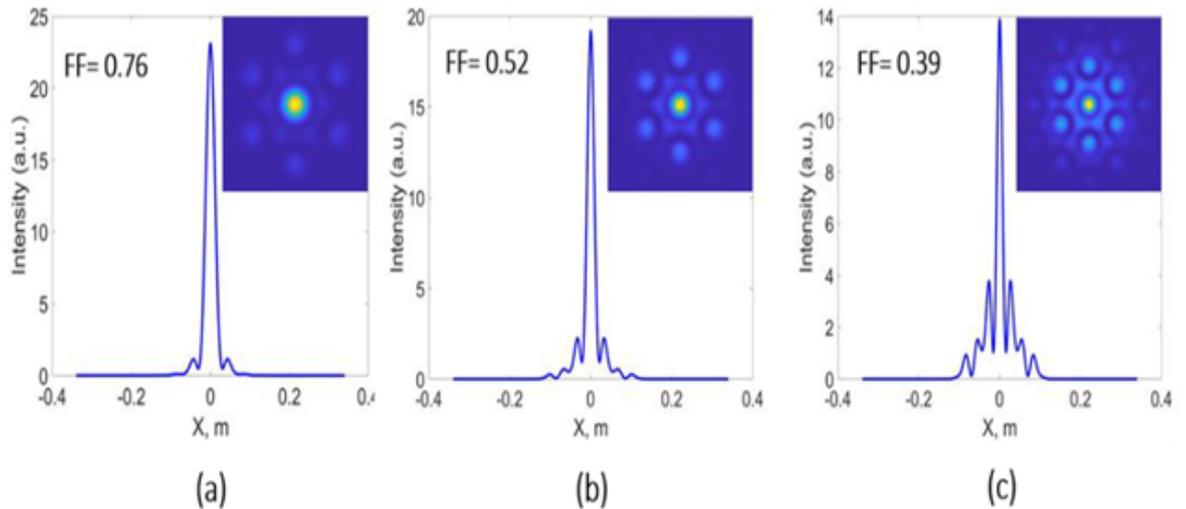


Figure 2.4: impact du facteur de remplissage sur l'intensité combinée au champ lointain [6]

La figure 2.4 nous montre un exemple de profil spatial de l'intensité combinée obtenu expérimentalement. Ce profil est mesuré en considérant un système basé sur un réseau de collimateurs adaptatifs à fibres optiques.

La figure (a) est obtenue par une combinaison incohérente et la figure (b) est obtenue par une combinaison cohérente.

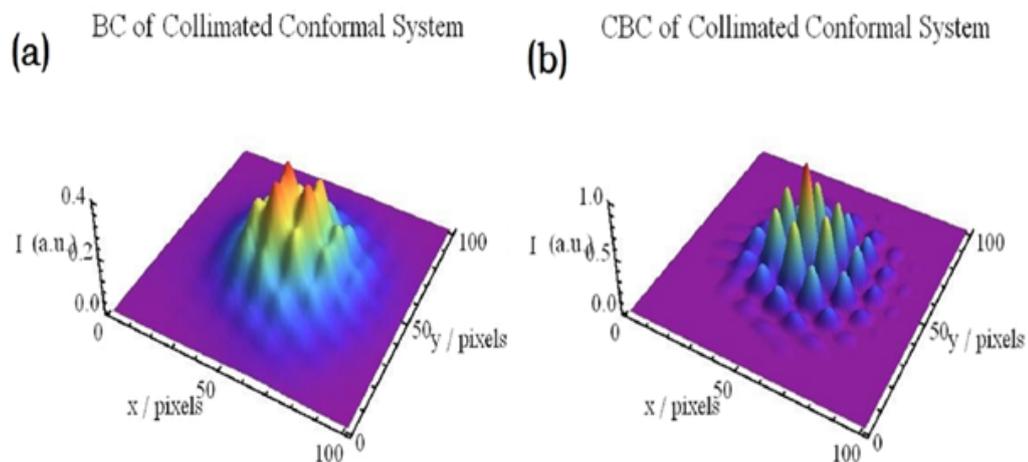


Figure 2.5: résultats expérimentaux d'une combinaison incohérente (a) et cohérente (b)[7] .

Chapter 3

Modèle théorique et simulations

Pour éliminer les lobes d'intensités secondaires, nous avons adopté une nouvelle disposition (voir figure 3.1) qui présente des similitudes avec la "tiled aperture". Cependant, contrairement à la "tiled aperture" où tous les faisceaux sont parallèles, dans cette nouvelle configuration, tous les faisceaux du plan source convergent vers un point fixe dans le plan d'observation. Chaque faisceau du plan source correspond à un mode gaussien de taille de waist w_0 . Dans cette configuration, deux approches sont possibles : soit tous les faisceaux se propagent sans être focalisés vers le point focal du plan image, soit ils sont focalisés par des lentilles f_{ij} . Dans cette étude on va traiter la combinaison incohérente

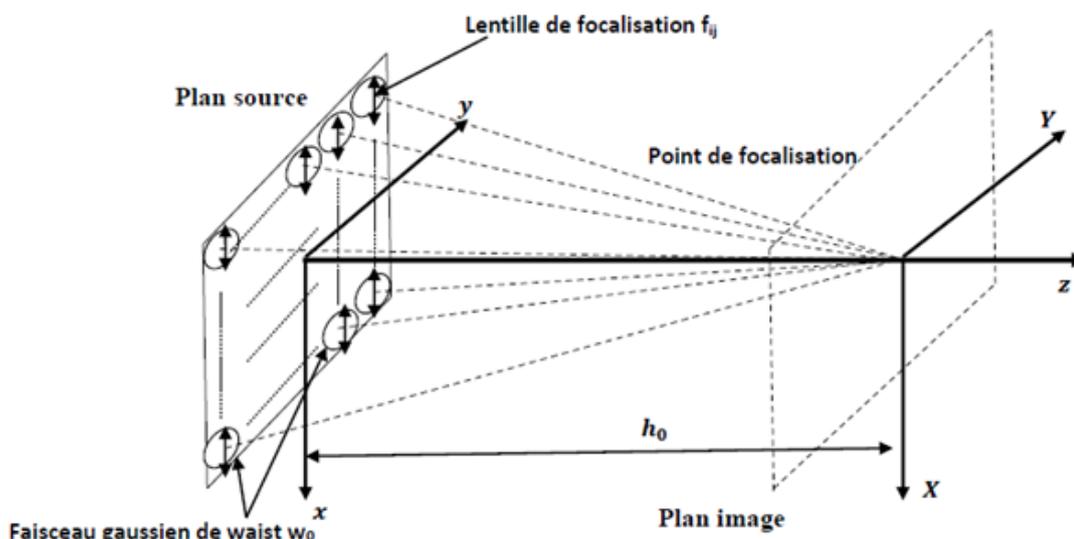


Figure 3.1: Nouvelle configuration de combinaison des faisceaux gaussiens

1 Combinaison incohérente

En général, si la distribution d'un champ cohérent est connue au niveau du plan source (dans le champ proche), il est alors possible, dans l'approximation paraxiale, de déterminer le champ au niveau du plan image (dans le champ lointain) en utilisant la transformée de Fourier [5].

Cependant, dans notre configuration, les faisceaux du plan source ne sont pas parallèles entre eux ; ils sont orientés vers l'origine du plan image et leurs positions dans le plan source peuvent être quelconques, ce qui invalide l'approximation paraxiale. Notre approche pour déterminer la distribution du champ au niveau du plan image est la suivante : étant donné que chaque faisceau du plan source est un mode gaussien, nous connaissons son évolution

dans l'espace. Ainsi, il est possible de déterminer la distribution de son champ dans le plan image. La distribution totale du champ de tous les faisceaux sera alors la somme des champs de tous les faisceaux dans le plan image.

2 Combinaison incohérente sans focalisation

Le champ électrique d'un faisceau gaussien de waist w_0 , dont le centre se trouve à la coordonnée $(0,0,0)$ du plan source (o, x, y, z) qu'on suppose linéairement polarisé suivant l'axe des x , est décrit en coordonnées cylindriques par l'équation :

$$\vec{E}_{00} = \vec{i}\sqrt{I_0} \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[j\left(kz - \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right) + \frac{kr^2}{2R(z)}\right)\right] \quad (3.1)$$

\vec{i} est le vecteur unitaire porté par l'axe x et j est le nombre complexe tel que $j^2 = -1$, (I_0) est l'intensité du faisceau suivant l'axe z , $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ est la longueur d'onde,

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (3.2)$$

$w(z)$ est le rayon du faisceau à la coordonnée z , $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la distance de Rayleigh,

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right] \quad (3.3)$$

$R(z)$ est le rayon de courbure du faisceau gaussien à la coordonnée z , r est la coordonnée radiale, et $\arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)$ est le déphasage de Gouy.

L'intensité du faisceau gaussien est égale à $I_{00} = \vec{E}_{00} \vec{E}_{00}^* = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp\left(-2\frac{r^2}{w(z)^2}\right)$, l'intensité dans le plan image (O, X, Y) , d'équation $z = h_0$ est égale à :

$$I_{00}(\rho, \theta) = I_0 \frac{w_0^2}{w^2(h_0)} \exp\left[-2\frac{\rho^2}{w^2(h_0)}\right] \quad (3.4)$$

(ρ, θ) Sont les coordonnées polaires du plan image.

Calculons à présent l'intensité $I_{i,j}(\rho, \theta)$ dans le plan image, d'un faisceau gaussien dont le centre est localisé dans le plan source aux coordonnées (x_i, y_j) comme le montre la figure (3.2).

La propagation du faisceau du laser (i,j) se fait selon l'axe z_{ij} , parallèlement au vecteur d'onde k_{ij} , alors il suffit de connaître pour chaque point du plan d'observation (ρ, θ) , les valeurs de r_{ij} et de Δz_{ij} correspondantes au plan perpendiculaire à z_{ij} . Ceci permettra de déterminer les valeurs du champ électrique et de l'intensité optique dans le plan image (O, X, Y) .

A partir de la figure (3.2), on peut déterminer Δz_{ij} , et r_{ij} par la procédure suivante :

$$\Delta z_{ij} = \rho \cos(\theta - \phi_{ij} + \pi) \cos(\alpha_{ij}) \quad (3.5)$$

Sachant que Δz_{ij} et r_{ij} , ρ et forment un triangle droit, r_{ij} peut alors s'exprimer par :

$$r_{ij} = \rho \sqrt{1 - \cos^2(\theta - \phi_{ij} + \pi) \cos^2(\alpha_{ij})} \quad (3.6)$$

Ainsi l'intensité du laser (i,j) dans le plan image est égale à :

$$I_{ij}(\rho, \theta) = I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z_{ij} + \Delta z_{ij})} \exp\left[-2\frac{\rho^2(1 - \cos^2(\theta - \phi_{ij} + \pi) \cos^2(\alpha_{ij}))}{w^2(z_{ij} + \Delta z_{ij})}\right] \quad (3.7)$$

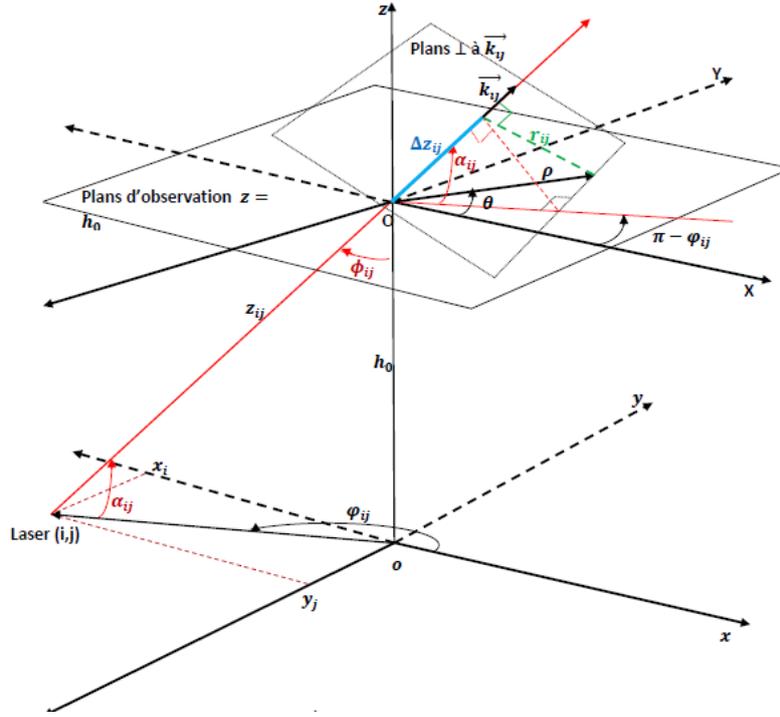


Figure 3.2: détermination de Δz_{ij} , et r_{ij} au au plan avec $z = h_0$.[8]

$z_{ij} = \sqrt{x_i^2 + y_j^2 + h_0^2}$ est la distance entre la position du laser (i,j) dans le plan source et l'origine du plan image, (ϕ_{ij}) est l'angle polaire repérant le laser (i,j) dans le plan source (O, X, Y) .

Puisque dans ce cas-là, les faisceaux laser combinés sont incohérents, alors, l'intensité totale $I_T(\rho, \theta)$ qu'on mesure sur le plan image va être la somme de toutes les intensités laser.

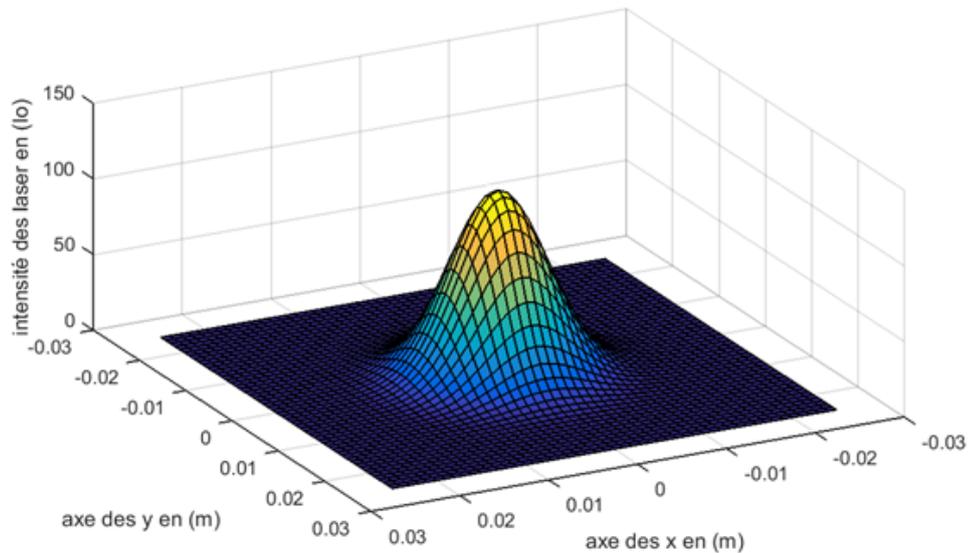


Figure 3.3: intensité combinée de 121 lasers incohérents au point focale ($z = 2m$, $z_0 = 314m$, $w_0 = 0.01m$)

Dans La figure (3.3) nous présentons le résultat de la combinaison sans mise au point avec des lentilles de 121 faisceaux lasers gaussiens incohérents, chacun ayant un waist minimum

de $0.01m$ et une longueur d'onde de $1\mu m$, assemblés au niveau du plan source sous forme carrée. L'intensité obtenue présente une distribution gaussienne avec un rayon du faisceau (waist) d'environ $0.01m$ et une intensité au niveau de l'axe de $121I_0$. En effet, étant donné que la longueur de Rayleigh $z_0 = 314m$, le faisceau gaussien ne subit pas de changement sur une distance de $h_0 = 2m$, expliquant ainsi que l'intensité obtenue au niveau de l'axe du point focal est égale à la somme de toutes les intensités des faisceaux laser.

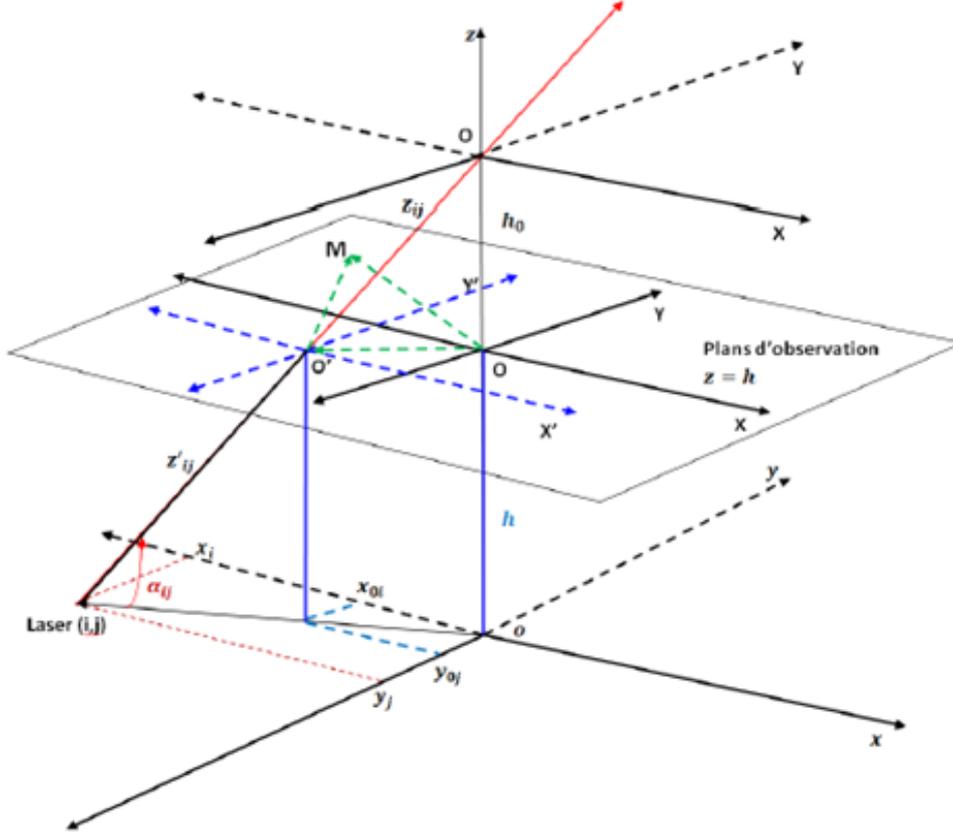


Figure 3.4: détermination de $\Delta z'_{ij}$, et r'_{ij} au plan $z = h$.

Après avoir calculé l'intensité au niveau du plan image d'équation $z = h_0$, nous voulons maintenant déterminer l'intensité totale $I(X, Y, h)$ sur un plan quelconque d'équation $z = h$, où h représente la distance entre ce dernier et le plan source, tel qu'il est illustré sur la figure 3.4.

Considérons O' comme le point d'intersection entre le plan d'équation $Z = h$ et la droite z_{ij} . Ses coordonnées sont $((x_{0i}, y_{0j}, h))$ comme indiqué dans la figure (3.4), où $(x_{0i} = x_i(1 - \frac{h}{h_0})$ et $y_{0j} = y_j(1 - \frac{h}{h_0}))$. En considérant ensuite (O', X', Y') comme le nouveau repère dans lequel nous calculons la distribution de l'intensité optique du laser (i,j) uniquement, nous obtenons des équations similaires à (3.5) et (3.6), ce qui nous permet de déterminer $\Delta z'_{ij}$, et r'_{ij}

$$\Delta z'_{ij} = \rho' \cos(\theta' - \phi_{ij} + \pi) \cos(\alpha_{ij}) \quad (3.8)$$

$$r'_{i,j} = \rho' \sqrt{1 - \cos^2(\theta' - \phi_{i,j} + \pi) \cos^2(\alpha_{i,j})} \quad (3.9)$$

Mais puisque notre but est de calculer l'intensité totale de tous les lasers au niveau du plan $Z = h$ et par rapport au repère (O, X, Y) il faudrait donc exprimer les coordonnées (ρ', θ') en fonction de X et de Y ($OM = OO' + O'M$) comme le montre la figure 3.4). Considérant $X' = X - x_{0i}$ et $Y' = Y - y_{0j}$, on obtient :

$$\rho' = \sqrt{(X - x_{0i})^2 + (Y - y_{0j})^2} \text{ et } \theta' = \arctan\left(\frac{Y - y_{0j}}{X - x_{0i}}\right).$$

L'intensité du laser (i,j) au niveau du plan $Z=h$, est alors donnée par :

$$I_{i,j}(X, Y, h) = I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z'_{ij} + \Delta z'_{ij})} \exp\left[-2 \frac{\rho'^2 (1 - \cos^2(\theta' - \phi_{ij} + \pi) \cos^2(\alpha_{ij}))}{w^2(z'_{ij} + \Delta z'_{ij})}\right] \quad (3.10)$$

$Z'_{ij} = \frac{h}{h_0} z_{ij}$ est la distance entre la position du laser (i,j) dans le plans source et le point O' . L'intensité totale $I_T(X, Y, h)$ qu'on mesure dans le plan $Z = h$ est la somme des intensités de tous les lasers dans ce plan.

$$I_T(X, Y, h) = \sum_{(i,j)} I_{i,j}(X, Y, h) \quad (3.11)$$

Notons qu'on retrouve bien l'intensité de l'équation (3.7) pour $h = h_0$.

3 Combinaison incohérente avec focalisation

Dans la phase précédente de l'étude, nous avons examiné une configuration où des faisceaux gaussiens se propageaient dans l'espace libre de manière incohérente. À présent, nous nous penchons sur leur combinaison en les focalisant à l'aide de lentilles. Chaque faisceau gaussien est focalisé au point focal, qui est à l'origine du plan image, comme illustré sur la figure 3.1. Pour cela, il est nécessaire de comprendre comment un faisceau gaussien se transforme après avoir traversé une lentille. Considérons un faisceau gaussien ayant un waist w_0 au niveau de la lentille de focale f , comme indiqué dans la figure 3.5. La matrice de transfert ABCD après traversée de la lentille de focale f et un parcours libre de longueur z est donnée par :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{z}{f} & z \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

L'inverse du rayon complexe $q(z)$ à la distance z est relié à $q(0)$ par la relation :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{Cq(0) + D}{Aq(0) + B} \quad (3.13)$$

En considérant $q(0) = jz_0$ (z_0 est la longueur de Rayleigh) et en identifiant les parties réelles et imaginaires de (3.13) et (3.12) on déduit :

$$R(z) = \frac{\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}{-\frac{1}{f} + z\left(\frac{1}{f^2} + \frac{1}{z_0^2}\right)} \quad (3.14)$$

$$W(z) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}{\frac{1}{z_0}}} \quad (3.15)$$

Les paramètres $R(z)$ et $W(z)$ décrivent respectivement le rayon de courbure et le rayon du faisceau gaussien à la coordonnée z , tandis que z_m représente la position du nouveau rayon minimum (waist) du faisceau laser après son passage à travers la lentille. Cette position est déterminée à partir de l'équation (3.14) avec la condition $\frac{1}{R(z_m)} = 0$, après calcul on obtient

$$z = z_m = \frac{f}{1 + \left(\frac{f}{z_0}\right)^2} \quad (3.16)$$

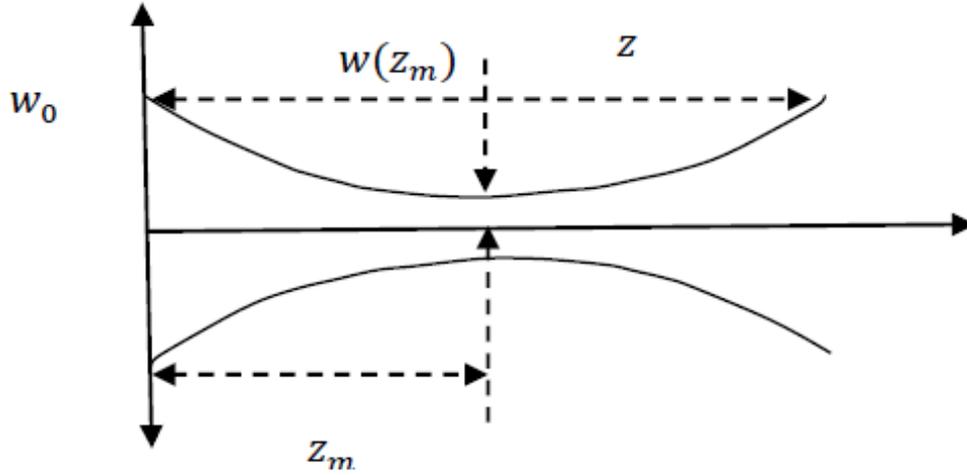


Figure 3.5: focalisation d'un faisceau laser gaussiens pas des lentille

Dans notre situation la longueur de Rayleigh excède largement la distance focale de la lentille, $z_0 \gg f$. Par conséquent, on peut estimer que le waist minimum se situe approximativement au foyer de la lentille $z_m \approx f$. Etant donné que la distance entre la source laser et le point focal varie pour chaque laser (voir la figure 3.1), il est nécessaire d'optimiser l'efficacité de la combinaison en focalisant chaque laser à l'aide d'une lentille dont la focale est $f_{ij} = z_{ij}$. De plus, étant donné que les faisceaux focalisés conservent toujours la même symétrie gaussienne, il suffit de remplacer z par $z'_{ij} + \Delta z_{ij}$ dans l'équation (3.16) pour calculer la distribution d'intensité au niveau du plan image, en remplaçant le $w(z)$ focalisé de l'équation (3.15) dans l'équation (3.10).

$$W(z'_{ij} + \Delta z'_{ij}) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{z'_{ij} + \Delta z'_{ij}}{z_{ij}}\right)^2 + \left(\frac{z'_{ij} + \Delta z'_{ij}}{z_0}\right)^2}{\frac{1}{z_0}}} \quad (3.17)$$

Dans le chapitre précédent (état de l'art), nous avons vu que dans la littérature, il a été rapporté que le facteur de remplissage FF est un facteur très important, responsable de la formation des lobes secondaires et de la la proportion d'énergie que prend le lobe central. En effet, augmenter la distance entre les lasers au plan source, ce qui revient à diminuer le facteur de remplissage FF, a pour conséquences de diminuer la proportion d'énergie que prend le lobe central et de dégrader le profil spatial de l'intensité combinée.

Dans notre étude nous voulons connaître l'effet du facteur de remplissage FF (la distance entre les lasers au plan source) sur le profil spatial et la proportion d'énergie que prend le lobe principal avec notre nouvelle configuration. Pour cela, nous avons fait varier la distance entre les lasers de $0.04m$ à $0.07m$.

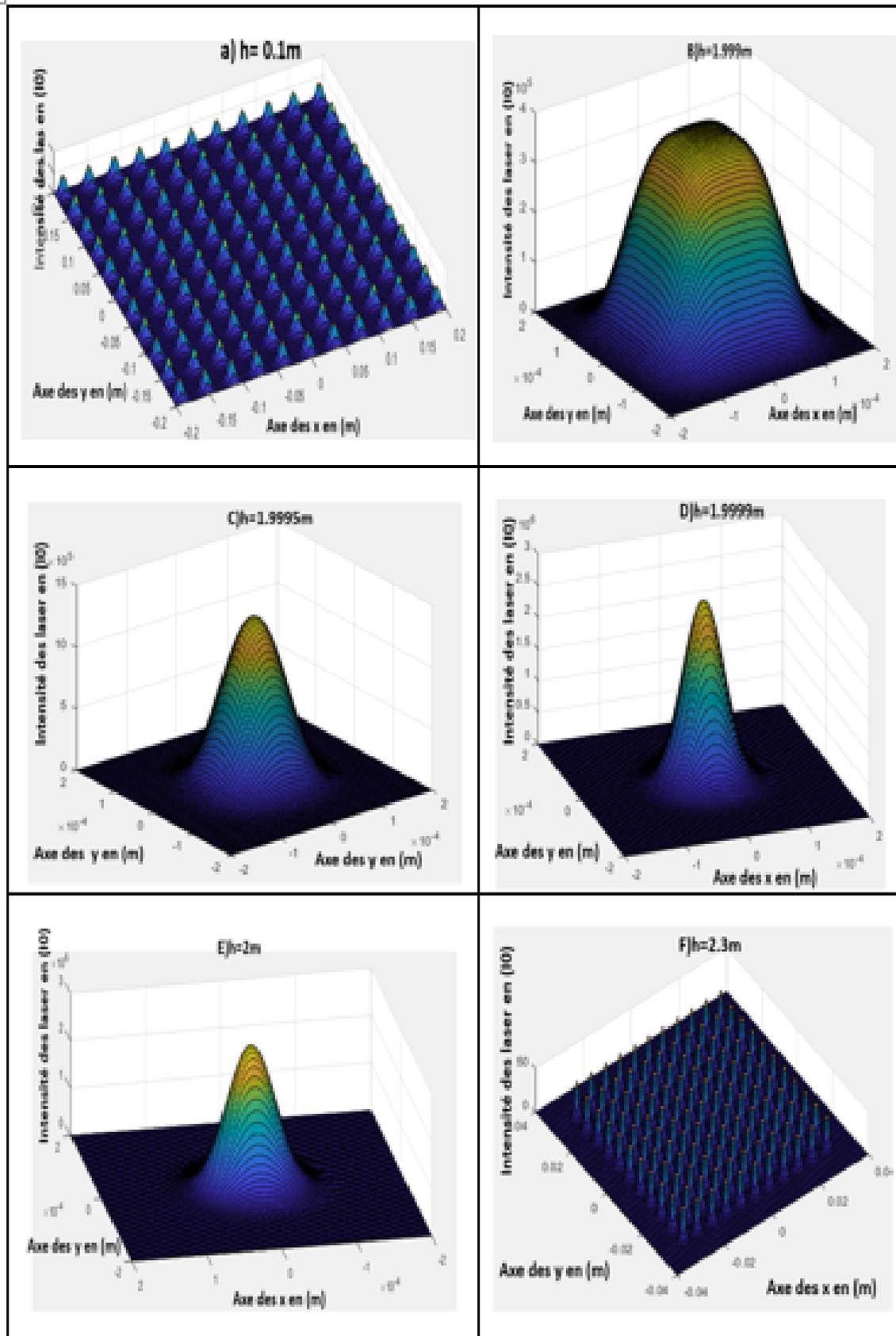


Figure 3.6: évolution spatiale de l'intensité combinée de 121 lasers incohérents focalisés avec une distance entre les lasers $d = (0.04)$.

La figure (3.6) illustre l'évolution spatiale de l'intensité combinée de 121 faisceaux gaussiens incohérents, focalisés par des lentilles au niveau du point focal situé à une distance de $h_0 = 2\text{m}$ du plan source, et une distance entre les lasers de 0.04m . Les observations

relatives à l'intensité combinée obtenue par simulation pour différentes distances h du plan source, sont les suivantes:

$h = 0.1m$: Les faisceaux focalisés ne se chevauchent pas et conservent leur forme gaussienne.

$h = 1.999m$: On observe un chevauchement partiel entre les faisceaux, formant un front d'onde carré focalisé sur une surface $1,74 \cdot 10^{-4} m^2$, avec une intensité d'environ $3,947 \cdot 10^5 I_0$.
À une distance $h = 1.9995$, les faisceaux combinés présentent pratiquement une forme gaussienne avec un waist de $92 \cdot 10^{-6} m$ et une intensité combinée au centre de $1,329 \cdot 10^6 I_0$.
À partir de $h = 1.9999m$, l'intensité combinée prend une forme gaussienne avec un waist de $66 \cdot 10^{-6} m$ avec une intensité au centre $2,851 \cdot 10^6 I_0$.

Au point focal pour $h = h_0 = 2m$, les faisceaux se chevauchent totalement, formant une gaussienne de waist de $64 \cdot 10^{-6} m$ avec une intensité combinée au centre de $2,962 \cdot 10^6 I_0$

Enfin, pour $h = 2.3m$ (figure 3.6 ((f))), il n'y a pas de chevauchement, et les faisceaux se dispersent rapidement après leur focalisation au point focal.

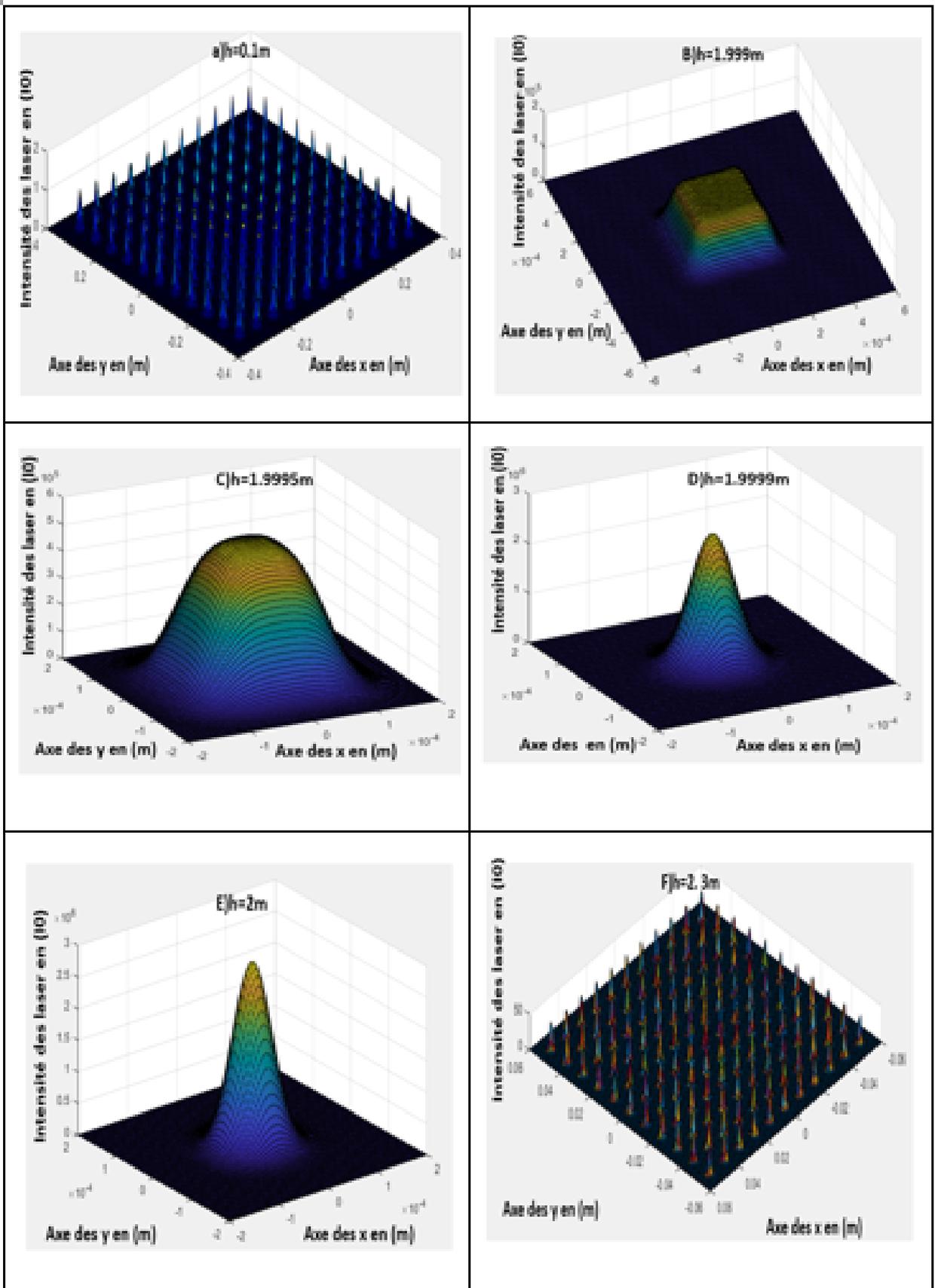


Figure 3.7: Evolution spatiale de l'intensité combinée de 121 lasers incohérents focalisés avec une distance entre les lasers dans le plan source $d = 0.07m$.

La figure 3.7 illustre l'évolution spatiale de l'intensité combinée de 121 faisceaux gaussiens incohérents, focalisés par des lentilles au niveau du point focal situé à une distance $h_0 = 2m$ du plan source, et une distance entre les lasers de $0.07m$.

La figure 3.7(a) montre que pour une distance $h = 0.1$, les faisceaux focalisés sont non superposés et conservent leur forme gaussienne initiale.

Cependant, à partir d'environ $h = 1.999m$, on observe un chevauchement partiel entre les faisceaux, formant ainsi un front d'onde de forme carrée focalisé sur une surface d'environ $3,2 \cdot 10^{-4}m \times 3,2 \cdot 10^{-4}m$ avec une intensité combinée d'environ $1,29 \cdot 10^5 I_0$.

À une distance $h = 1.9995m$ (figure 3.7 (c)), les faisceaux combinés présentent une forme qui est un mélange d'une gaussienne et d'un carré focalisé sur une surface d'environ $1,12 \cdot 10^{-4}m \times 1,12 \cdot 10^{-4}m$ avec une intensité combinée d'environ $1,29 \cdot 10^5 I_0$.

À partir de $h = 1.9999m$ (figure 3.7(d)), l'intensité combinée adopte une forme gaussienne avec un waist de $68 \cdot 10^{-5} m$ et une intensité combinée de $2,612 \cdot 10^6 I_0$.

Au point focal pour $h = h_0 = 2m$ (figure 3.7 (e)), il y a un chevauchement complet entre les faisceaux, formant une gaussienne avec un waist $65 \cdot 10^{-6}m$ et une intensité de $2,915 \cdot 10^6 I_0$.

À $h = 2.3m$ (figure 3.7 (f)), les faisceaux ne se chevauchent plus, et se dispersent plus rapidement après leur focalisation au point focal.

Des résultats de simulations représentés sur la figure 3.6 et la figure 3.7 On observe qu'on trouve pratiquement les mêmes résultats pour toutes les figures, en terme d'intensité et de profil spatial de l'intensité combinée, ceci s'explique par le fait que le waist des lasers focalisés au niveau du point focal ne varie pas sensiblement pour les deux configurations ($0.04m$ et $0.07m$).

Au point focal $h = h_0 = 2m$, pour toutes les distances entre lasers au plan source variant de 0.04 à $0.07m$, on trouve toujours une forme gaussienne de l'intensité combinée avec pratiquement la même intensité au centre. On constate qu'avec notre nouvelle configuration, que le facteur de remplissage n'a d'influence ni sur la forme spatiale de l'intensité combinée, ni sur la proportion d'énergie que prend le lobe principal, contrairement à ce qui a été rapporté dans la littérature. Nous concluons donc, que pour éviter la formation des lobes d'intensités secondaires au niveau du plan focal, Il est nécessaire de diriger tous les faisceaux laser vers un même point (point de focalisation) avec une très grande précision. De plus avec notre nouvelle configuration, on n'est plus limité par l'optique paraxiale (car l'emplacement des lasers au plan source peut être arbitraire) et par les risques de dommages optiques des matériaux. De ces faits, il est alors possible de construire une sorte de lentille géante nous permettant d'atteindre de grandes intensités.

4 Conclusion

Dans ce travail, nous avons proposé une nouvelle configuration et une nouvelle approche théorique pour la combinaison incohérente de faisceaux laser gaussiens, nous permettant de déterminer le champ et l'intensité totale combinée en tous point de l'espace. Nous avons montré que le facteur de remplissage FF, n'a aucune influence sur la forme spatiale de l'intensité combinée, où nous obtenons toujours une forme gaussienne indépendamment du facteur de remplissage FF.

5 Conclusion générale

Depuis son invention par Theodore Maiman durant les années 1960, le laser a représenté une avancée majeure dans la technologie de manipulation de la lumière. Initialement développé sur la base de la théorie de l'émission stimulée de la lumière, le laser a rapidement trouvé des applications cruciales dans des domaines aussi variés que la médecine, les télécommunications, l'industrie et la recherche scientifique. Cette technologie a permis des progrès significatifs en permettant de générer des faisceaux lumineux cohérents et de haute intensité, contrôlables avec une précision inégalée.

Cependant, malgré ses nombreuses applications bénéfiques, les lasers individuels rencontrent des limitations. Ces limites sont dues à des phénomènes tels que les effets thermiques, les non-linéarités et le seuil optique de dommage du milieu laser, qui restreignent la puissance maximale qu'un seul laser peut fournir. Pour répondre à la demande croissante en termes d'intensité lumineuse, la combinaison de plusieurs faisceaux laser, qu'elle soit cohérente (interférence constructive) ou incohérente (superposition spatiale), est devenue une voie prometteuse. Cette approche permet de cumuler la puissance de plusieurs lasers pour atteindre des niveaux d'intensité plus élevés que ceux qu'un laser unique pourrait produire.

Cependant, la combinaison incohérente de faisceaux laser présente un inconvénient majeur : la formation de lobes d'intensité secondaires au niveau du plan de focalisation. Ces lobes peuvent altérer l'efficacité globale de la combinaison en perturbant le profil spatial du faisceau résultant. Pour remédier à cet inconvénient, une nouvelle configuration de combinaison est proposée dans ce travail de recherche. Cette configuration novatrice consiste à orienter tous les lasers vers un point de focalisation commun, ce qui permet d'éliminer les lobes d'intensité secondaires et d'optimiser l'intensité et la distribution spatiale du faisceau combiné.

Le travail présenté est consacré donc à une étude approfondie et rigoureuse de cette nouvelle configuration de combinaison incohérente de faisceaux gaussiens. Cette étude inclut à la fois des analyses théoriques détaillées et des simulations numériques pour évaluer et optimiser les performances de cette approche. L'objectif final est d'améliorer significativement l'efficacité et l'applicabilité pratique de la combinaison de faisceaux laser dans divers domaines technologiques et scientifiques.

Bibliography

- [1] Taylor, Nick (2000). *Laser: The Inventor, The Nobel Laureate, and The Thirty-Year Patent War*. Simon and Schuster. p. 66. ISBN 978-0684835150.
- [2] Ross T., Adam; Becker G., Daniel (2001). *Proceedings of Laser Surgery: Advanced Characterization, Therapeutics, and Systems*. SPIE. p. 396. ISBN 978-0-8194-3922-2
- [3] https://fr.wikipedia.org/wiki/Faisceau_gaussien
- [4] Mourou, G., Brocklesby, B., Tajima, T. et al. The future is fibre accelerators. *Nature Photon* 7, 258–261 (2013).
- [5] Baya Bennaï. *Mise en phase de lasers à fibre : Étude de l'influence de la turbulence atmosphérique et de l'utilisation de fibres faiblement multimodes*. Physique [physics]. Télécom ParisTech, 2010. Français. NNT : pastel-00005847
- [6] Hossein Fathi , Mikko Närhi and Regina Gumenyuk *Towards Ultimate High-Power Scaling: Coherent Beam Combining of Fiber Lasers*, *Photonics* 2021, 8, 566. .
- [7] Zhi, D., Ma, Y., Tao, R. et al. Highly efficient coherent conformal projection system based on adaptive fiber optics collimator array. *Sci Rep* 9, 2783 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-39304-0> Télécom ParisTech, 2010. Français. NNT : pastel-00005847
- [8] djellout 2024 nouvelle, *Nouvelle approche pour la combinaison incohérente et cohérente de faisceaux lasers gaussiens et observation de l'amincissement spatiale des faisceaux combinés par verrouillage de la phase des modes*, author=Djellout, Hocine and Djellout, Djillali, year=2024