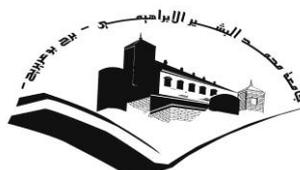


République Algérienne Démocratique et Populaire  
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed El Bachir El Ibrahimy – Bordj Bou Arreridj Faculté  
des Sciences et de la Technologie  
Département des Sciences de la Matière

جامعة محمد البشير الإبراهيمي « برج بوعريش »  
كلية العلوم والتكنولوجيا  
قسم علوم المادة



UNIVERSITE MOHAMED EL BACHIR EL IBRAHIMI  
BORDJ BOU ARRERIDJ

# Mémoire de fin d'études

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLOME DE: Master

**Filière : physique**  
**Option : physique des matériaux**

## THÈME

**Contribution à l'étude des faisceaux lasers  
pseudo non-diffractants**

**Préparé par : Nihad Zaidi**

Soutenu : 15 /09/2021

**Devant le jury :**

**Président : Dr. Daoudi Salim**

**Rapporteur: Dr. Bencheikh abdelhalim**

**Examineur : Dr. Mezouar Rabie**

**Année Universitaire 2020-2021**

**Table des matières**

**Introduction Général .....1**

**Chapitre I : Théorie des faisceaux lasers**

**I- Introduction.....4**

**I-1 : L'origine de mot laser.....5**

**I-2 :L'équation de l'onde de Helmholtz.....5**

**I-3 : Le faisceau gaussien.....8**

**I-4 : Mode de Laguerre Gauss.....14**

**I-5 : Faisceaux non- diffractant.....15**

**I-5 -1 : Les faisceaux laser pseudo-non-diffractant..... 15**

**I-5-2 : Faisceau de Bessel.....16**

**I-5 -3 : Propriétés des faisceaux de Bessel.....17**

**I-5-4 : Paramètres caractéristiques des faisceaux de Bessel.. 17**

**Chapitre II : Partie simulation**

**II-Introduction.....24**

**II-1 : Intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff .....24**

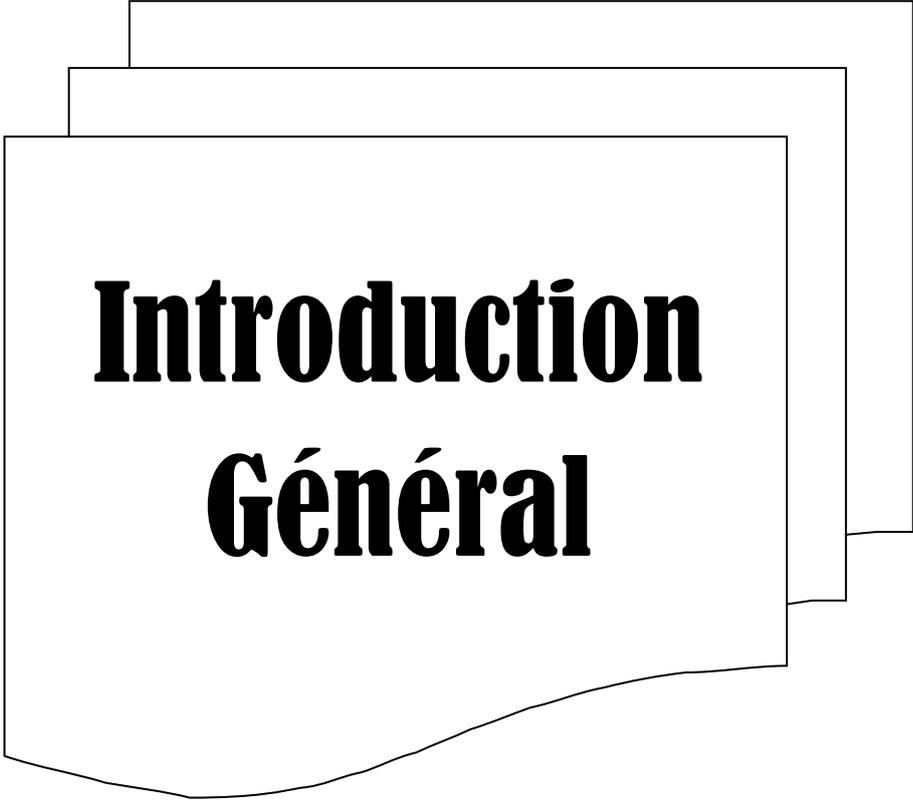
**II-2 : Les faisceaux pseudo-non-diffractant Cosinus.....25**

**II-2-1 la propagation longitudinal de faisceau cosinus-Gauss en fonction de paramètre  $k_y$ .....26**

**Table des matières .....**

---

<b>II -2-2 propagation de faisceaux pseudo non-diffractant cosinus-Gauss .....</b>	<b>27</b>
<b>II.3 la propagation de faisceau cosinus-Gauss dans les plans transversaux.....</b>	<b>29</b>
<b>II-4 - Les faisceaux pseudo-non-diffractant Gaussien Elégant .....</b>	<b>33</b>
<b>II-4-1- la propagation des faisceaux Hermite-Gauss élégant dans le plans transversal.....</b>	<b>34</b>
<b>II-4-2 -la relation entre les faisceaux pseudo non-diffractant et les faisceaux Hermite-Gauss élégant.....</b>	<b>36</b>
<b>II-5 Comparaison des chemins de propagation.....</b>	<b>37</b>
<b>II-5-1 Comparaison de forme transversale.....</b>	<b>38</b>
<b>Conclusion .....</b>	<b>42</b>
<b>Conclusion général</b>	



# **Introduction Général**

### **Introduction général**

Depuis sa création, le LASER à occupé une place de taille dans un vaste domaine technologique allant de la recherche fondamentale à la recherche appliquée. Un des enjeux importants est le contrôle de son émission, sa forme gaussienne, sa propagation et sa détection. Cette caractérisation connu déjà un parcours scientifique qui mérite d'être rappelé, Au moment de sa découverte, le laser fait naître les espoirs les plus fous, inspirés de la science fiction et il se présente comme la solution magique à bien des problèmes : utilisation pour faire fondre les dangereux icebergs, remplacement du réseau téléphonique par un rayon laser, transport des hautes tensions continues supérieures au million de volts .. Laisant de côté ces applications fantaisistes (ou, pour ce qui concerne les télécommunications, prématurées)

D'abord le faisceau laser a été décrit par un modèle simple et éléant qui est le modèle de faisceau Gaussien, mais comme se modèle ne décrit pas la nature de champ laser, il est devenu indispensable de crée d'autre modèle mathématique pour le décrire a fin de réalisé des laser puissant, Sur ce les mode supérieur qui sont décrit par les fonction Hermite-gauss pour des symétrie cartésienne ,et par les fonction Laguerre- Gauss pour les géométrie cylindrique .

Séparément ces deux faisceaux, il existe d'autre modèle de faisceaux très importante sont les faisceaux non-diffractants .

Les faisceaux cosinus , un type de faisceau non diffractant, sont une solution exacte sous la forme d'une fonction cosinus à l'équation de Helmholtz , Cependant, il est impossible de réaliser physiquement les faisceaux cosinus car leur énergie totale est infinie dans n'importe quel plan transversal.

## **Introduction général .....**

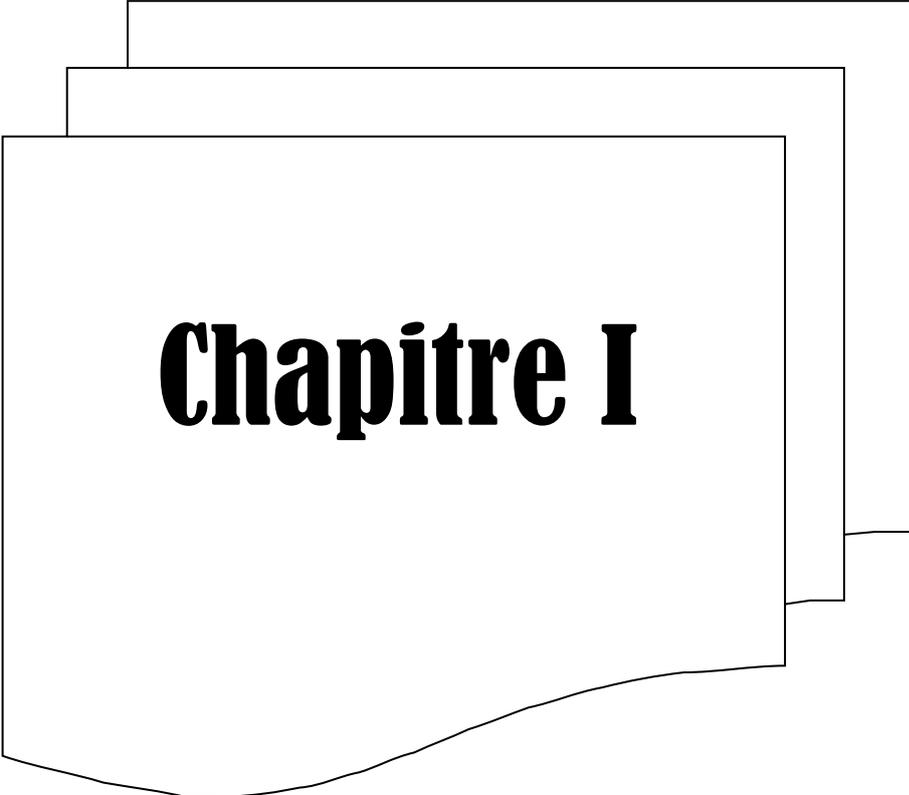
Le concept de base de la théorie mathématique des faisceaux non-diffractant repose essentiellement sur la résolution de l'équation d'onde en générale et l'équation de Helmholtz en particulier.

On outre les faisceaux Hermite-Gauss sont des faisceaux à forme stationnaire au cours de la propagation, ils sont dits mode propre de propagation.

Il existe une différente famille des faisceaux Hermite est nommé faisceau Hermite –Gauss élégant ont une autre caractéristique de propagation dite le caractère non-diffractant.

Le mémoire présente des simulations sur la similitude entre les faisceaux cosinus-Gauss (CG) et la version élégante Hermite –Gauss (e HG).

Les simulation basées sur le développement asymptotique de polynôme de Hermite , après on arrive a déduire une relation direct entre les deux faisceaux CG et e HG.



# **Chapitre I**

## **Chapitre I :Théorie des faisceaux lasers**

### **Introduction**

Dans notre ère de haute technologie, la recherche en optique revêt un caractère particulièrement important. Les laboratoires autour du monde utilisent comme outil premier le laser, lequel célébrait tout récemment les 50 ans de son invention [1]

La réalisation du laser a vu le jour en 1960, mais cela a été le fruit d'un travail qu'a commencé en 1887 avec la première cavité de Fabry pérot et jusqu'à son apparition. On rappelle que le second point de départ était la découverte de l'émission stimulée par Einstein en 1917. C'est ce processus qui est à la base du fonctionnement du laser.[2]

Le Laser est un dispositif qui produit ou amplifié un rayonnement cohérent pour des fréquences qui s'étalent dans les domaines de l'infrarouge (100 nm-500 nm ), le visible (400nm,780nm ) et l'ultraviolet (100nm) du spectre électromagnétique

Il est composé de deux éléments essentiels : d'une part, la cavité optique ou résonateur qui est capable de créer les conditions d'une oscillation résonnante et responsable de la mise en forme du faisceau laser et d'autre part, le milieu amplificateur (atomes, molécules nions, électrons dans les gaz, les liquides, les solides et le plasma) susceptible de donner naissance à ce rayonnement pur.

Depuis l'invention du laser, la description de la structure spatiale des différents modes de faisceau a fait l'objet d'analyses théoriques et expérimentales. L'habituel le point de départ pour la dérivation des modes de propagation du faisceau laser est la résolution du scalaire Equation de Helmholtz dans l'approximation paraxiale. L'approximation paraxiale est utilisé pour décrire la propagation du faisceau laser lorsque l'angle de divergence du faisceau est considéré être petit. Il existe de nombreuses solutions à l'équation de l'onde paraxiale de Helmholtz, dont la distribution d'amplitude est décrite soit par une Gaussienne, une Gaussienne de Laguerre, une Hermite Fonctions Gaussian, Bessel, Airy ou Mathieu.

Dans ce chapitre on va traité la théorie des faisceaux laser gaussien et les mode d'ordre supérieure (Hermite-gauss et Laguerre-gauss) après on va passé au faisceaux non diffractant comme les faisceaux Bessel et cosinus.

## **I-1 :L'origine de mot laser :**

Un laser est l'acronyme issu de ' light amplification by stimulated émission of radiation ' qui signifie en français ' amplificateur de la lumière par émission stimulée par radiation ' .

## **I-2 :L'équation de l'onde de Helmholtz :**

Les équations de Maxwell [3] dans le vide, qui forment la base de la dérivation de l'équation de l'onde de Helmholtz paraxiale [4], sont définies comme :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{I.1})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.2})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I.4})$$

Où  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  sont les champs électriques et magnétiques,  $\epsilon$  et  $\mu$  et désignent la permittivité et perméabilité de l'espace libre, respectivement. Ces deux derniers paramètres sont liés à la

vitesse de la lumière (la vitesse de la lumière) dans le vide comme suit:

$$c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

Afin d'obtenir l'équation d'onde, nous simplifions Eq (I.3) en utilisant l'identité vectorielle  $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E}$ , résultant en :

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 E = -\frac{\partial(\vec{\nabla} \times \vec{B})}{\partial t} \quad (\text{I.5})$$

Remplacer les équations (I.1) et (I.4) dans l'Eq (I.5) forme l'équation d'onde :

$$\vec{\nabla}^2 \cdot \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \Rightarrow \vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = \mathbf{0} \quad (\text{I.6})$$

L'équation de Helmholtz, qui représente une forme indépendante du temps de l'équation d'onde résultats en appliquant la séparation des variables sur le champ électrique dans son espace et son temps domaines:

$$E(x, y, z, t) = A(x, y, z)T(t) \quad (\text{I.7})$$

Remplacer les équations (I.7) dans l'Eq (I.6) :

$$T(t)\nabla^2 A(x, y, z) - \frac{A(x,y,z)}{c^2} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = \mathbf{0} \Rightarrow T(t)\nabla^2 A(x, y, z) = \frac{A(x,y,z)}{c^2} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} \quad (\text{I.8})$$

$$\frac{\nabla^2 A(x,y,z)}{c^2} = \frac{1}{c^2 T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} \quad (\text{I.9})$$

Depuis les côtés gauche et droit de Eq (I.8) ne dépendent pas de la même variable, alors cette l'équation est vraie si les deux côtés sont égaux à la même constante,  $-k^2$

$$\frac{\nabla^2 A(x,y,z)}{A(x,y,z)} = -k^2 \quad (\text{I.10})$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = -k^2 \quad (\text{I.11})$$

L'Equation (I.10) devient :

$$(\nabla^2 + k^2)A(x, y, z) = 0 \quad (\text{I.12})$$

Eq (I.12) décrit l'équation d'onde de Helmholtz, où  $\mathbf{k}$  est le vecteur d'onde défini comme :

$$k = 2\pi/\lambda .$$

Le champ électrique se propageant dans la direction  $z$  peut être exprimé comme suit :

$$E(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(ikz) \quad (\text{I.13})$$

Remplacer Eq (I,13) dans l'Eq (I.12) :

$$\nabla^2(u(x, y, z) \exp(ikz)) + k^2(u(x, y, z) \exp(ikz)) = 0 \quad (\text{I.14})$$

$$\frac{\partial^2 u(x,y,z) \exp(ikz)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x,y,z) \exp(ikz)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u(x,y,z) \exp(ikz)}{\partial z^2} + k^2 u(x, y, z) \exp(ikz) = 0 \quad (\text{I.15})$$

$$\exp(ikz) \left( \frac{\partial^2 u(x,y,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x,y,z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u(x,y,z)}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial u(x,y,z)}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{I.16})$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u(x, y, z) + 2ik \frac{\partial u(x,y,z)}{\partial z} = 0 \quad (\text{I.17})$$

## **Chapitre I :..... Théorie des faisceaux lasers**

---

L'hypothèse, connue sous le nom d'approximation à variation lente, sous laquelle le paraxial l'approximation est valide, donnée par:

$$\left| \frac{\partial^2 u(x,y,z)}{\partial z^2} \right| \ll k \left| \frac{\partial u(x,y,z)}{\partial z} \right| \quad (\text{I.18})$$

La forme paraxiale de l'équation de Helmholtz est trouvée en remplaçant la condition dans l'Eq (I.14) :

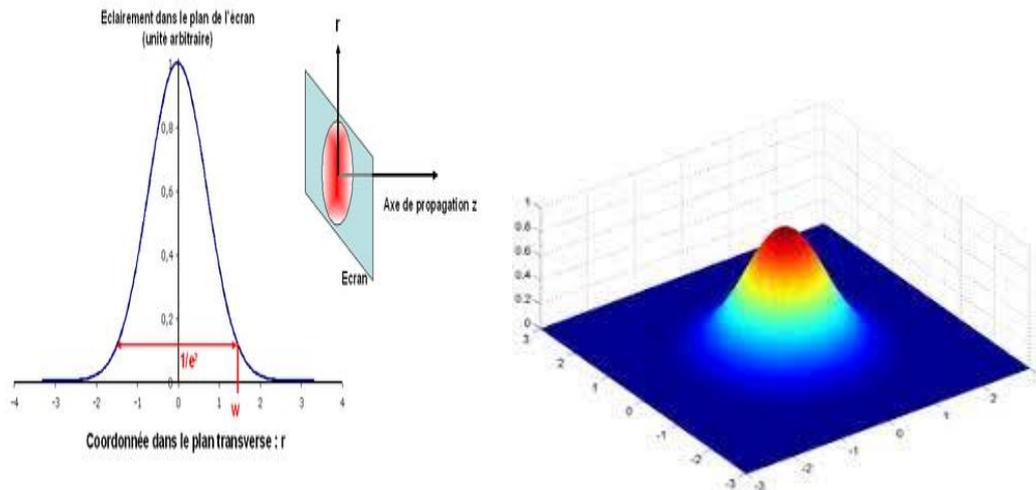
$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) u(x, y, z) + 2ik \frac{\partial u(x,y,z)}{\partial z} = 0 \quad (\text{I.19})$$

### **I-3 :Le faisceau gaussien :**

On peut l'appeler aussi la mode fondamentale ou TEM00 , ces ondes simples obligent à considérer le phénomène de diffraction en raison de leur extension infinie dans les directions transverses à la propagation, Ce phénomène est alors incompatible avec l'effet laser d'où le faisceau gaussien [2]

Physiquement, l'onde gaussienne concentre la lumière sur l'axe de la cavité. Une onde gaussienne qui se propage dans l'espace ressemble à un pinceau de lumière : on parle de faisceau gaussien. En mettant un carton ou un détecteur dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde (en sortie du laser), on peut mesurer son éclairement en tout point (c'est à dire le nombre de photons par seconde passant par unité de surface). Cet éclairement a une forme gaussienne dans ce plan .[5]

L'aspect d'intensité de faisceau gaussien est sous forme d'une cloche. Comme illustre la figure suivante :



**Figure I.1 :** Allure d'une onde gaussienne : répartition de l'éclairement dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. [6]

On peut définir dans ce plan une certaine extension spatiale de l'onde lumineuse. Le rayon du faisceau dans ce plan est par définition la distance entre l'axe optique et l'endroit où l'éclairement est divisé par  $\frac{1}{e^2}$  par rapport au maximum d'éclairement de l'onde. On l'appelle  $w$ .

Une onde gaussienne se propage d'une façon un peu particulière qui ne ressemble pas tout à fait à une propagation au sens de l'optique géométrique. Elle admet une taille minimale  $w_0$  en un plan particulier (cet endroit est appelé le col du faisceau ou waist en anglais). Puis très loin du col, elle diverge "en ligne droite" avec un angle de divergence. L'amplitude  $E$  et l'intensité  $I$  du faisceau gaussien peuvent être exprimé dans les formes

$$u(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{w^2}\right) \exp\left(-i \frac{kr^2}{2R(z)} - i\phi(z)\right) \quad (\text{I. 20})$$

$$I(r, z) = |u(r, z)|^2 = \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (\text{I.21})$$

Tel que :

## Chapitre I :..... Théorie des faisceaux lasers

$W(z)$  :est la largeur du faisceau gaussien

Avec : 
$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad (\text{I.22})$$

Ici  $w_0$  est la largeur minimale du faisceau laser gaussien, on l'appelle aussi waist.

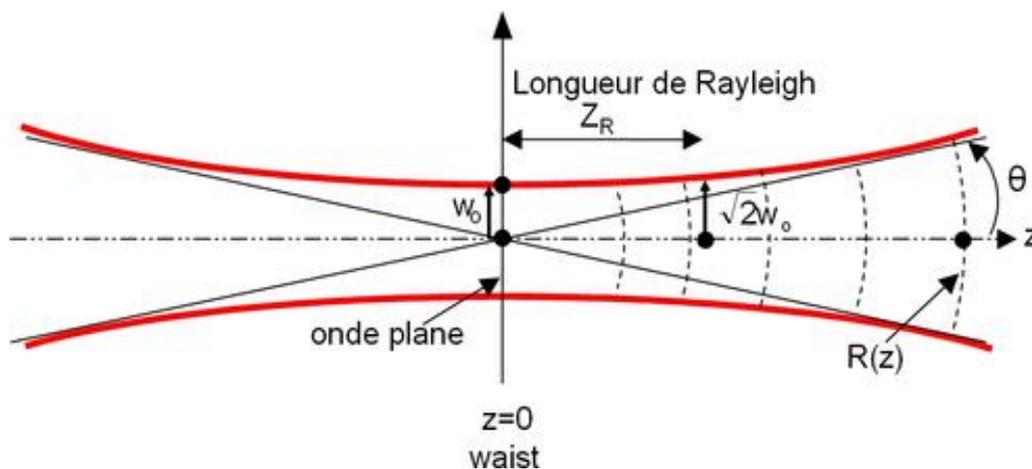
$r$  : coordonné radiale transversal

$R(z)$  :est le rayon de courbure définie comme  $R(z) = z(1 + z_R^2/z^2)$

$\phi(z)$  : la phase de gouv, son expression est donnée par :  $\phi(z) = \arctan(z_R/z)$

Ce déphasage signifie que l'onde gaussienne est déphasée de  $\varphi$  sur l'axe  $z$  par rapport à une onde plane de même longueur d'onde « partie » depuis l'origine  $z=0$  au même instant. Ce déphasage sur l'axe spécifique à l'onde gaussienne tend vers  $\frac{\pi}{2}$  lorsque  $z$  tend vers l'infini. Lorsque l'onde passe par  $z=0$ , elle subit un déphasage global de  $\pi$  [5]

$Z_R = \pi w_0^2/\lambda$  c'est la gamme Rayleigh ,une grandeur clé qui est la largeur de Rayleigh  $Z_R$  , c'est la distance de propagation nécessaire pour que l'aire du faisceau soit doublée ,elle décrit la profondeur de focalisation du faisceau laser [2].



**Figure I.2:** illustration de la zone de pincement du faisceau gaussien

## Chapitre I :..... Théorie des faisceaux lasers

La distance de Rayleigh  $z_R$  est le trajet entre le plan de pincement, le lieu où le faisceau est le plus ajusté (étroit), et le plan où l'aire du faisceau a doublé. L'élargissement du faisceau est donné par l'angle de divergence en fonction de la largeur minimale  $w_0$  et longueur d'onde  $\lambda$  comme suit [2] :

$$\theta = \lambda / \pi w_0 \quad (\text{I.23})$$

et voici l'équation de l'intensité du faisceau gaussien en fonction de rayon  $r$  et de la distance de propagation  $z$  [2] :

$$I(r, z) = |E(r, z)E^*(r, z)| = I_0 \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2(z)}\right) \quad (\text{I.24})$$

Nous avons considéré dans ce que précède une seule solution de l'équation d'onde paraxiale, à savoir le mode fondamental gaussien.

Il existe d'autres solutions, appelées « modes d'ordre supérieur », qui forment une base complète et orthogonale de fonctions. Toute oscillation dans une cavité est une combinaison linéaire de ces modes.

La structure transverse de ces modes, de symétrie rectangulaire, cylindrique, ou une combinaison linéaire des deux, est en théorie imposée par la forme des miroirs (rectangulaire ou sphérique). En pratique, de nombreuses perturbations sont susceptibles d'altérer cette structure.

Les solutions obtenues par la méthode de séparation de variables en coordonnées cartésiennes représentent les faisceaux Hermite-Gauss. Dans toute position  $z$  le long de l'axe de propagation, ces faisceaux sont décrits par: [2]

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{m n}(x, y, z) = & \frac{w_0}{w(z)} H_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_n \left( \frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) \exp\left(\frac{-(x^2+y^2)}{w^2(z)}\right) \\ & \times \exp\left(i \frac{k(x^2+y^2)}{2R(z)}\right) \exp(-i\phi(m, n, z)) \end{aligned} \quad (\text{I.25})$$

## Chapitre I :..... Théorie des faisceaux lasers

Avec  $H_m$  est le polynôme d'Hermite d'ordre  $m$ , il est défini comme:

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

Et la relation de récurrence :

$$H_{n+1}(x) = 2xH_n(x) - 2nH_{n-1}(x) \quad (\text{I.26})$$

Tel que:

$w_0$  est la taille minimale du faisceau .

$W$  est La largeur du faisceau à la distance de propagation  $z$ .

$\phi(m, n, z)$  est la phase de Gouy pour le mode **HG** donné par :

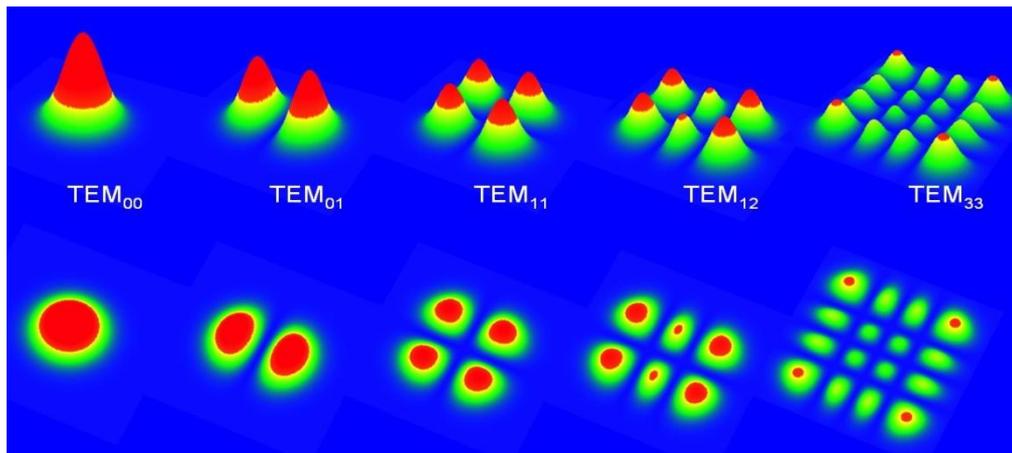
$$\phi(m, n, z) = (m + n + 1) \arctan(z/z_R)$$

$H_m$  et  $H_n$  sont Hermite polynômes. Les indices  $m$  et  $n$  sont l'indice de mode de distribution du champ électrique transverse dans le sens horizontal et vertical, respectivement.

$\phi$ : La phase.

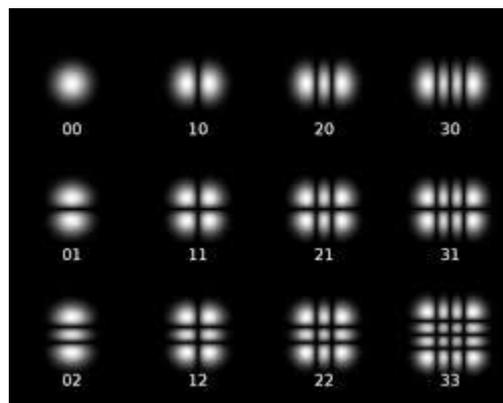
On peut développer les polynômes d'Hermite selon la série suivante:

$$H_n(x) = n! \sum_{s=0}^{n/2} (-1)^s \frac{(2x)^{n-2s}}{(n-2s)!} \quad (\text{I.27})$$



**Figure I.3** : Répartition spatiale de l'énergie dans les modes d'ordre supérieur à symétrie rectangulaire

Les structures spatiales de quelques modes sont représentées dans la figure ci-dessous :



**Figure I.4** : Section transversale des modes laser Hermite-Gauss.

Les profils d'intensité transversale du faisceau HG pour différentes valeurs de  $m$  et  $n$  sont présentés dans la Figure I.4 . Le mode de faisceau le plus bas est le faisceau gaussien lorsque  $m = n = 0$ .

**I-4 : Mode de Laguerre Gauss :**

Les modes LG, comme le mode gaussien, sont symétriques circulairement. Cependant, tous les modes LG sauf LG00 sont creux.

Ensuite le mode LG00 est identique au HG00 et se trouve dans les laser ou la cavité présente une géométrie permettant l'existence de ce mode . En jouant sur l'ajustement longitudinal et transversal de la cavité laser Nous pouvons obtenir de nouveaux modes comme le mode LG10. Leur caractéristique principale est la présence d'une dislocation de phase de vis, ce qui signifie que le moment est angulaire orbital.

Pour ce système, Les solutions de l'équation d'onde paraxiale obtenues par la méthode de séparation des variables en coordonnées cylindriques prennent plutôt la forme suivante :

$$u_{l,p}(r, \theta, z) = \frac{1}{w(z)} \sqrt{\frac{2p!}{\pi(|l| + p)!}} \left(\frac{\sqrt{2r}}{w(z)}\right)^{|l|} \exp\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right) L_p^{|l|}\left(\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \times \exp\left(i\frac{kr^2}{2R(z)}\right) \exp(il\theta) \exp(-i\phi(p, l, z)) \quad (\text{I.28})$$

$w(z)$  et  $R(z)$  : sont définis comme pour le faisceau gaussien .

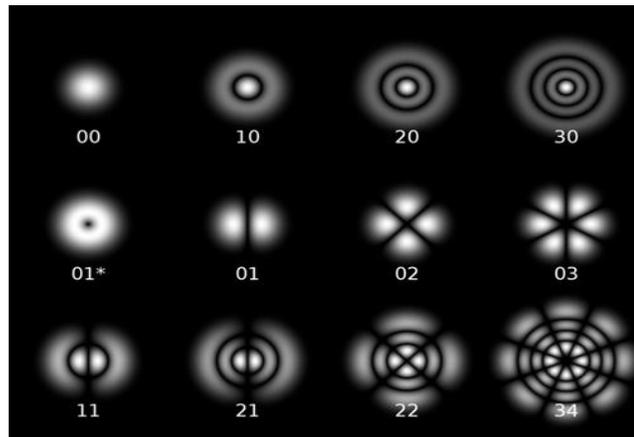
$\phi(p, l, z) = (2p + l + 1) \arctan(z^2/z_R^2)$  : est la phase Gouy pour le mode LG.

$L_p^{|l|}$  : est le polynôme de Laguerre.

Les modes LG sont caractérisés par deux indices l et p correspondant à l'azimutal et les indices radiaux respectivement  $u_{l,p}$  a une tache sombre centrale, dont le rayon augmente avec l'augmentation de l et p anneaux nodaux sombres.

Le développement en série pour le polynôme de Laguerre est :

$$L_n(x) = \sum_{r=0}^n (-1)^r \frac{n! x^r}{(n-r)! (r!)^2} \tag{I.29}$$



**Figure I.5 :** Profils d'intensité transversaux de faisceaux gaussiens de Laguerre d'ordre supérieur avec différents indices de mode radial et azimutal.

**I-5 : Les Faisceaux non-diffractant :**

Faisceaux à diffraction libre ou faisceaux non diffractants, dont le profil d'intensité transversal reste inchangées dans la direction longitudinale, sont également des solutions à l'équation de l'onde de Helmholtz.

Les faisceaux non diffractants idéaux transportent une énergie infinie et leur intensité transversale reste constantes de  $-\infty$  à  $+\infty$ , elles ne peuvent donc pas être réalisées exactement.

Pour cette raison, une version modifiée des faisceaux non diffractants en ajoutant un facteur gaussien, appelé des faisceaux pseudo-non diffractifs ont été introduits, qui peuvent être réalisés expérimentalement à une très bonne approximation avec les mêmes propriétés de la version idéalisée sur certains région finie (puissance finie).

**I-5 -1 :Les faisceaux laser pseudo-non-diffractant :**

L'équation d'onde paraxiale admet toutefois des solutions qui ne présentent aucune divergence. La plus connue de ces solutions est l'onde plane et uniforme. Son

amplitude, indépendante de la position transversale, est donnée par l'équation suivante :

$$u(z) = A_0 \exp(-jkz) \quad (\text{I.32})$$

Où  $A_0$  est une constante.

Cette solution ne viole pas réellement la relation d'incertitude, puisque l'énergie requise pour sa réalisation est infinie. De façon similaire, sa largeur  $\delta_x(z)$  tend vers l'infini dans tout plan  $z$ .

Ce type de solution représente un faisceau pseudo-non-diffractant. Ces faisceaux sont, en fait, des cas limites obtenus en laissant la largeur minimale  $\delta_{x0}$  d'une solution tendre vers l'infini.

Bien que le faisceau de Bessel soit le mode non diffractant le plus populaire ainsi que le faisceau cosinus. [12]

### **I-5-2 :Faisceau de Bessel :**

Plusieurs années après la découverte des axicons, Durnin a trouvé une solution à l'équation d'onde ayant des propriétés très intéressantes Le type de faisceau décrit par cette solution est un faisceau de Bessel d'ordre 0.[11]

Ce type des faisceaux est partie d'un genre de faisceaux qu'on nomme faisceaux non diffractant, c'est-à-dire que leur distribution d'intensité ne s'élargit pas en se propageant, mais qu'elle reste plutôt invariante en taille et en profil.

On peut croire autant un étagement d'onde plane infinies dont les vecteur d'onde baser sur une cône.

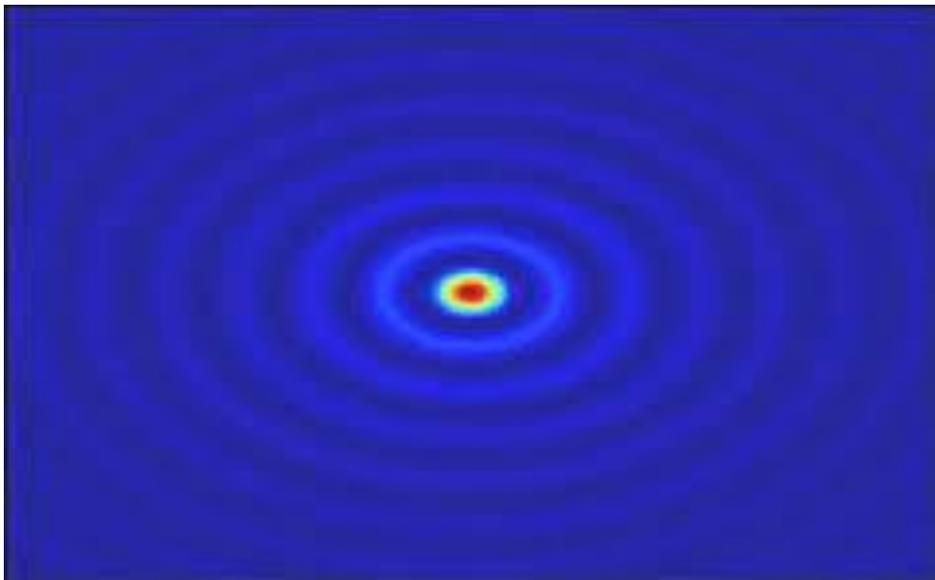
Le résultat de cette configuration est une figure d'interférence de section transversale infinie se propageant indéfiniment et dans laquelle chacun des anneaux du profil de Bessel contient la même énergie [13]

### **I-5 -3 :Propriétés des faisceaux de Bessel :**

Le faisceau de Bessel d'ordre 0 présente des propriétés intéressantes qu'il vaut la peine de discuter. C'est pourquoi, à partir de maintenant, l'expression « faisceau de Bessel » référera uniquement à celui d'ordre 0.

Deux des propriétés des faisceaux de Bessel seront discutées ici. La première stipule que les faisceaux de Bessel sont non diffractant ce qui, théoriquement devrait être impossible. D'autre part, ils s'auto-reconstruction (self-healing), c'est-à-dire que le faisceau se reconstruit après un obstacle, et dans la partie ci-dessous nous allons aborder les faisceaux non diffractant.[11]

### **I-5-4 :Paramètres caractéristiques des faisceaux de Bessel :**



**Figure I.8 :** Le faisceau de Bessel d'ordre 0 possède un maximum d'intensité au centre et des anneaux secondaires. Chacun de ces anneaux possède la même énergie dispersée sur une surface croissante avec la distance au centre, ce qui entraîne une diminution de l'intensité des anneaux lorsqu'on s'éloigne du maximum central.

Bien qu'il soit possible de produire des faisceaux de Bessel d'ordre élevé, celui d'ordre 0 est le seul à avoir un maximum d'intensité au centre figure I.8.

C'est pourquoi il est le plus intéressant. C'est aussi ce faisceau qui a été découvert comme premier faisceau non-diffractant résolvant l'équation d'onde [13]

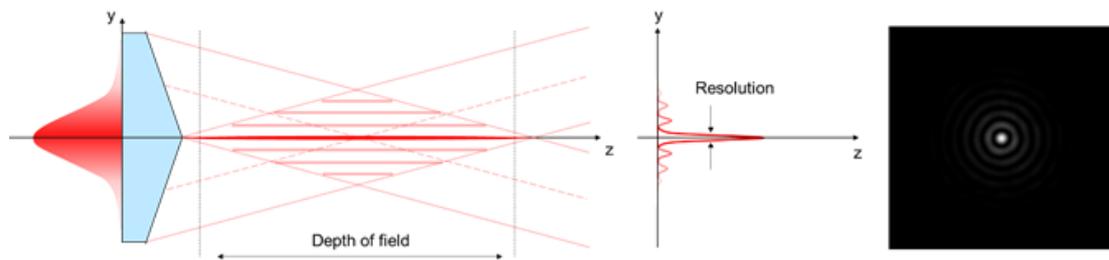
Quoi qu'il en soit, les faisceaux de Bessel idéaux sont décrits de cette façon [14]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \phi, z) = A_0 e^{jk_z z} J_n(k_r r) e^{\pm jn\phi} \quad (\text{I.33})$$

Où  $\mathbf{r}$ ,  $\phi$  et  $\mathbf{z}$  sont les coordonnées cylindriques,  $k$  est le nombre d'onde et  $n$  est l'ordre de la fonction de Bessel.

Les profils d'intensité des faisceaux de Bessel (l'ordre zéro est représenté à la figure I.8 sont facilement obtenus à partir de la dernière l'équation puisqu'il suffit d'en prendre la norme au carré. On voit alors les dépendances angulaire et longitudinale disparaître :

$$I(r) = A_0^2 J_n^2(k, r) \quad (\text{I. 34})$$



**Figure I.9 :** Les fronts d'onde plans reposants sur un cône sont ceux d'un faisceau de Bessel.

faisceau de Bessel sont les nombres d'onde. Tel que mentionné au préalable, le faisceau de Bessel d'ordre 0 peut être considéré comme plusieurs ondes planes se propageant sur un cône. Sachant qu'un axicon conique produit un tel faisceau de Bessel, Pour ce qui est des vecteurs d'onde, ils sont représentés ici avec seulement deux fronts d'onde Tout en expliquant l'équation 2.6, ceci permet de définir le faisceau de Bessel avec un seul paramètre  $\beta$  s'écrivant comme suit [14]:

$$\beta = \arctan \left[ \frac{k_r}{k_z} \right] \quad (\text{I.35})$$

Cet angle peut servir à déterminer le diamètre central d'un faisceau de Bessel d'ordre 0. On trouve alors que le rayon central  $r_0$  est égal à [14]

$$r_0 = \frac{2,405}{k_z \tan \beta} \quad (\text{I.36})$$

En bref, le faisceau de Bessel d'ordre 0 est solution de l'équation d'Helmholtz et peut être décrit très simplement : un seul paramètre suffit. Toutefois, les faisceaux tels que décrits ici sont uniquement théoriques [11]

Le faisceau Bessel d'ordre 0 possède une région centrale très intense et en principe une infinité d'anneaux secondaires beaucoup moins intense, le rayon  $r_0$  de lobe central de faisceau Bessel d'ordre 0 est directement relié à la longueur d'onde  $\lambda$  et l'angle interne  $\alpha$  de l'axicon [15]

$$\beta = \arcsin(n \sin(\alpha)) - \alpha \quad (\text{I.37})$$

étant donné qu'ils sont des quantités très inférieures à l'unité, on peut approcher l'équation de Snell-Descartes par (13)

$$\beta \approx (n - 1)\alpha \quad (\text{I.38})$$

Et comme  $n=1,5$  pour le verre BK7 qui compose la majorité des axicons, on trouve que  $\beta = \frac{\alpha}{2}$  on peut ainsi exprimer  $r_0$  comme étant égal à :

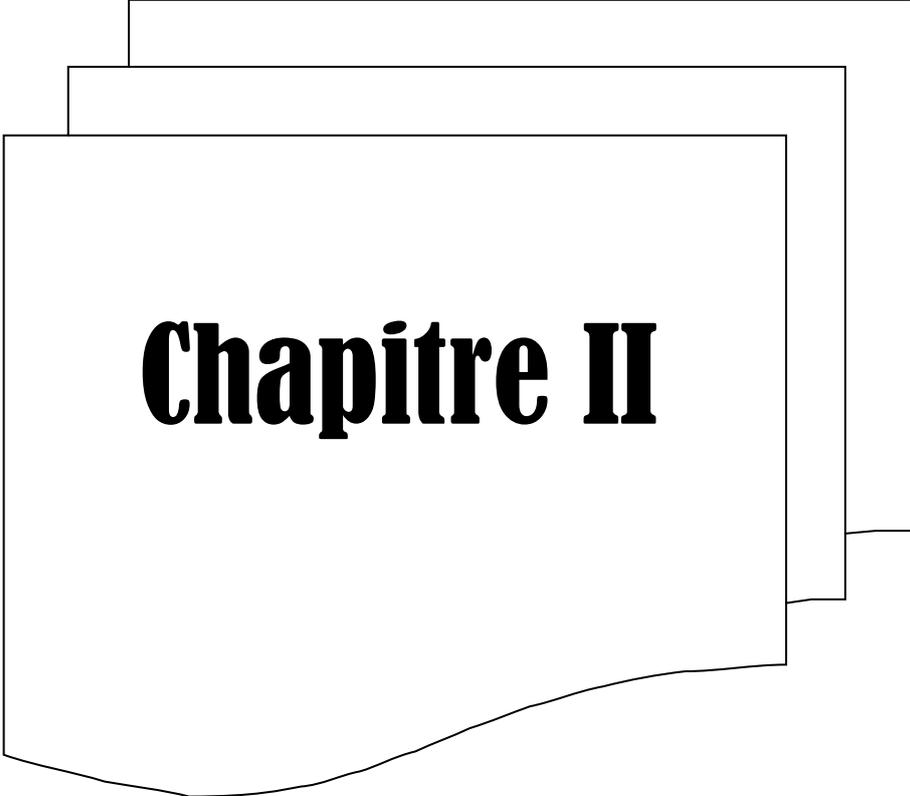
$$r_0 = \frac{2,4 \lambda}{\pi \alpha} \quad (\text{I.39})$$

## **Chapitre I :..... Théorie des faisceaux lasers**

---

Le profondeur de champ  $L$  du faisceau Bessel fondamental dépend des paramètre de l'axicon et donné par [14] :

$$\mathbf{L = w_0 \mathbf{tang} \left( \frac{\pi}{2} - (\arcsin(\alpha)) - \alpha \right)} \quad \mathbf{(I.40)}$$



# **Chapitre II**

## Chapitre II

### II-Introduction.

Dans cette partie on va démontrer le caractère non-diffractant de certains faisceaux laser en utilisant des simulations de l'intégrale de diffraction de Kirchhoff Fresnel sous environnement Mathematica . On va tracer leurs évolutions au cours de la propagation ainsi que leurs profiles transverse.

### II-1 : Intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff :

D'après la théorie de la diffraction de Fresnel-Kirchhoff, le champ électrique propagé à distance  $z$  est donné par [16]

$$\mathbf{u}_{out}(\xi, \eta, z) = \frac{1}{i\lambda z} \exp(ikz) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}_{in}(x, y, z = 0) \exp\left[\frac{ik}{2z}((\xi - x)^2 + (\eta - y)^2)\right] dx dy \quad (\text{II.1})$$

En fixant :

$$x = r \cos \theta, y = r \sin \theta, \xi = \rho \cos \phi, \eta = \rho \sin \phi$$

$$\mathbf{u}_{out}(\rho, \phi, z) = \frac{1}{i\lambda z} \exp(ikz) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \mathbf{u}_{in}(r, \theta, z = 0) \exp\left[\frac{ik}{2z}(\rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos(\theta - \phi))\right] r dr d\theta \quad (\text{II.2})$$

En utilisant la formule intégrale suivante :

$$\int_0^{2\pi} \exp\left[\frac{ik}{z} \rho r \cos(\theta - \phi)\right] d\theta = 2\pi J_0\left(\frac{k}{z} \rho r\right) \quad (\text{II.3})$$

avec  $k = 2\pi/\lambda$  et  $J_0$  est la fonction de Bessel d'ordre zéro.

$$\mathbf{u}_{out}(\rho, z) = \frac{i2\pi}{\lambda z} \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}\left(z + \frac{\rho^2}{2z}\right)\right)$$

$$\int_0^\infty \mathbf{u}_{in}(\mathbf{r}, z = 0) T(\mathbf{r}) J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z} \rho r\right) \exp\left[\frac{i\pi r^2}{\lambda}\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right)\right] r dr \quad (\text{II.4})$$

Où  $\rho$  est la distance radiale à l'axe de propagation.  $\exp(-ikr^2/2f)$  Est la fonction de transmission de la lentille.

### II-2 : Les faisceaux pseudo-non-diffractants Cosinus.

Durain et AL ont découvert pour la première fois des faisceaux de Bessel non diffractant en 1987 [17,18], ce qui a suscité beaucoup d'attention pour trouver d'autres types de faisceaux non diffractant. Les faisceaux cosinus (CB), un type de faisceau non diffractant, sont une solution exacte sous la forme d'une fonction cosinus à l'équation de Helmholtz, dont la forme d'intensité est indépendante de la distance de propagation [19,20].

Cependant, il est impossible de réaliser physiquement les CB car leur énergie totale est infinie dans n'importe quel plan transversal.

Pour surmonter ce problème, des CB à énergie finie ont été introduits en imposant un facteur tronqué aux CB [21].

Le faisceau cosinus-gaussien (CG) est typique de la version tronquée [22], qui peut être considéré comme un cas particulier des faisceaux Hermite-sinusoïdal-gaussien car l'ordre de la fonction Hermite-polynomiale est nul [23,24].

Comparé aux CB idéaux, le faisceau CG présente toujours une capacité unique de diffraction et d'auto-guérison dans une distance de propagation finie et au-delà de cette région, ils sont inévitablement dispersifs [25]. En raison de leur nature auto-cicatrisante et non-diffractant, la dynamique de propagation du faisceau CG dans différents systèmes fait l'objet d'une attention croissante, y compris l'espace libre [26].

Dans cette partie on va démontrer que les faisceaux Cosinus sont des faisceaux à caractère non-diffractant, en partant du principe de superposition de deux ondes oblique

**II-2-1 la propagation longitudinale de faisceau cosinus-Gauss en fonction de paramètre  $k_y$ :**

Dans cette section on va présenter que le faisceau cosinus est une solution exacte de l'équation de Helmholtz, c'est une onde stationnaire dans les coordonnées cartésiennes, elle est obtenue à partir de la superposition de deux ondes planes opposées.

Son amplitude complexe exprimée comme suit :

$$U(y, z) = \cos(k_y y) \exp(-ik_z z) \quad (\text{II.5})$$

Où  $k_y$  et  $k_z$  sont respectivement, les vecteurs d'ondes, transversal et longitudinal, ils sont reliés par :

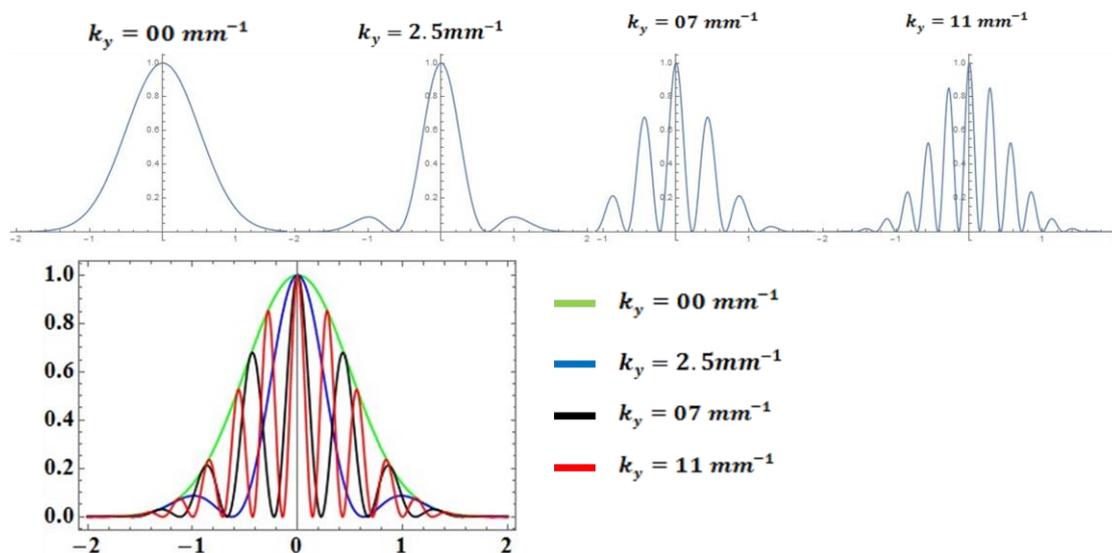
$$\sqrt{k_y^2 + k_z^2} = k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{II.6})$$

Avec :  $\lambda$  est la longueur d'onde

La figure II.1 présente le profil d'intensité du faisceau CG pour différentes valeurs de  $k_y$  le vecteur longitudinal, telle que les valeurs proposées sont comme la suite :

$$k_y = \{0, 2.5, 7, 11\}$$

On va d'abord expliquer comment le vecteur longitudinal  $k_y$  a une influence sur l'étendue spatiale du faisceau CG.



**Figure II.1** : Profil d'intensité du faisceau CG montrant l'effet de  $k_y$  sur son étendue spatiale (largeur).

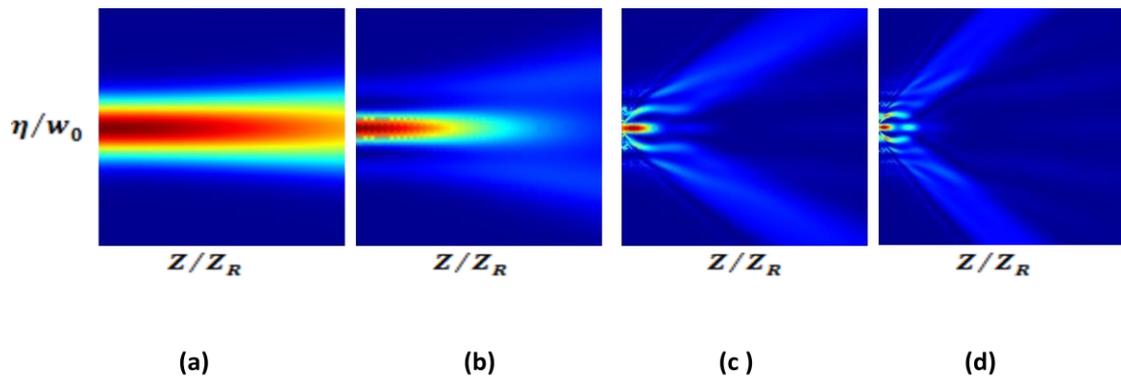
La figure II.1 montre la distribution d'intensité typique d'un faisceau cosinus-gaussien dans le plan de source.

Lorsque le paramètre  $k_y$  est petit, il n'y a pas des lobe secondaire, il existe que un lobe central qui a la plus grand largeur égal 1. Lorsqu'il est suffisamment grand, certains pics latéraux sont détectés.

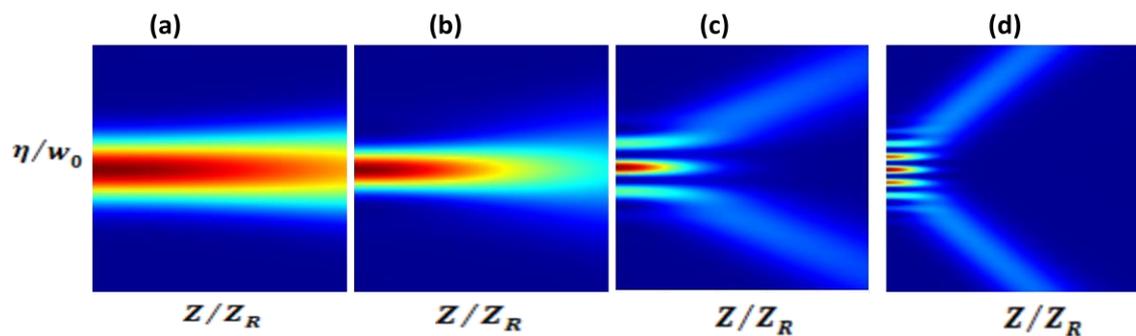
## II -2-2 propagation de faisceaux pseudo non-diffractant cosinus-Gauss :

Dans cette partie on va représenter le parcours de propagation de faisceaux cosinus-gauss des densités plot dans le plans  $(\eta - z)$  pour différentes valeurs  $\alpha$

Telle que  $\alpha = \{0, 2.5, 7, 11\}$  et  $\{0, 1.6, 5, 10\}$



**Figure II.2** : Propagation du faisceau CG dans le plan  $(\eta - z)$  pour  $\alpha = \{0 , 2.5 , 7 , 11\}$



**Figure II.3** : Propagation du faisceau CG dans le plan  $(\eta - z)$  pour  $\alpha \{ 0 , 1.6 , 5 , 10 \}$

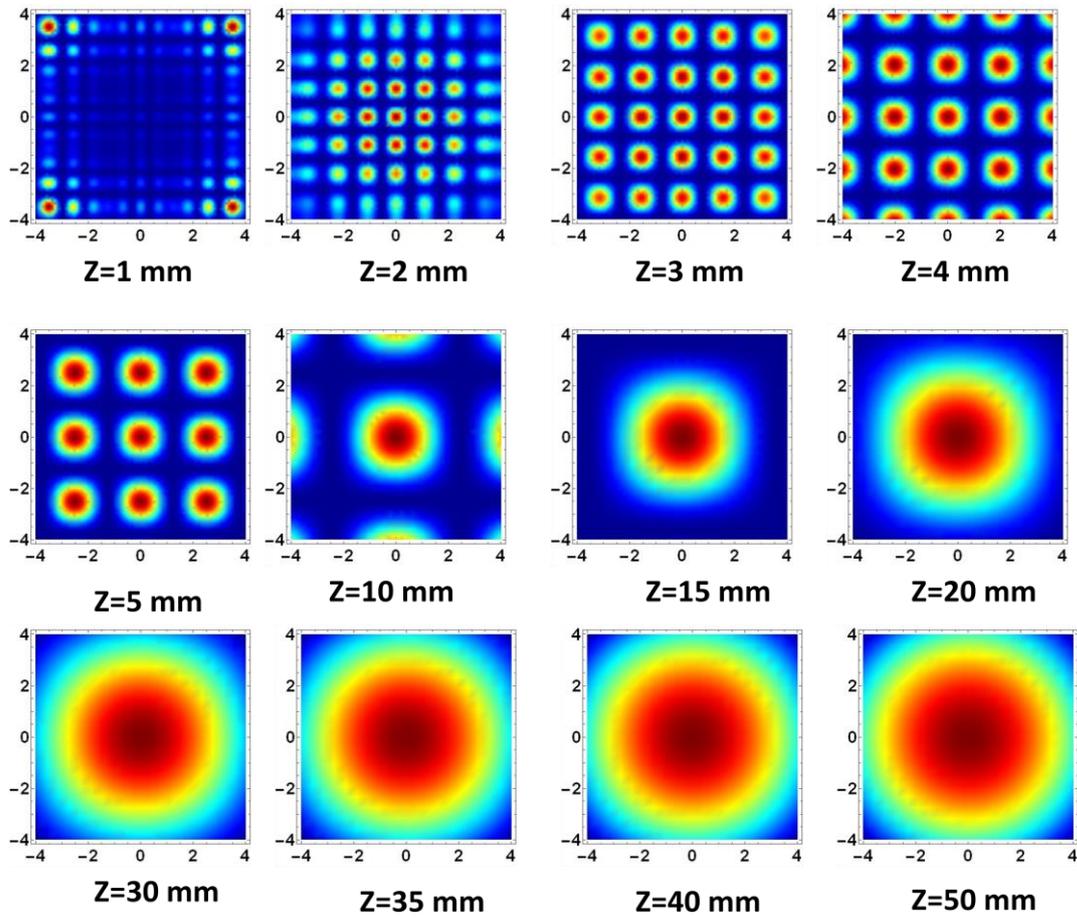
On note pour (a) et (b) la non-diffraction de faisceau cosinus-gauss augmente elle est remarquable pour les valeurs 0 et 2.5 le faisceau propage dans la plage de Rayleigh .

Pour (c) et (d) on remarque que la non-diffraction de faisceau cosinus-Gauss diminue quand la valeur de paramètre  $\alpha$  augmente.

**II.3 la propagation de faisceau cosinus-Gauss dans le plan transversal :**

On va étudier dans cette partie le comportement transversal de faisceau cosinus-Gauss avec plusieurs ordres ( $n$ ) et différentes distances de  $z$  dans le plan ( $x z$ ) et les profils d'intensité sur l'axe .

la figure ci-dessous représente la propagation de faisceau cosinus-Gauss dans le plan ( $x y$ ) avec différentes distances de  $z$ .



**Figure II.4:** le comportement transversal de faisceau cosinus-Gauss pour différent valeur de la distance  $z$ .

La figure II.5 présente le comportement de faisceau cosinus-Gauss avec plusieurs ordres  $n$ .

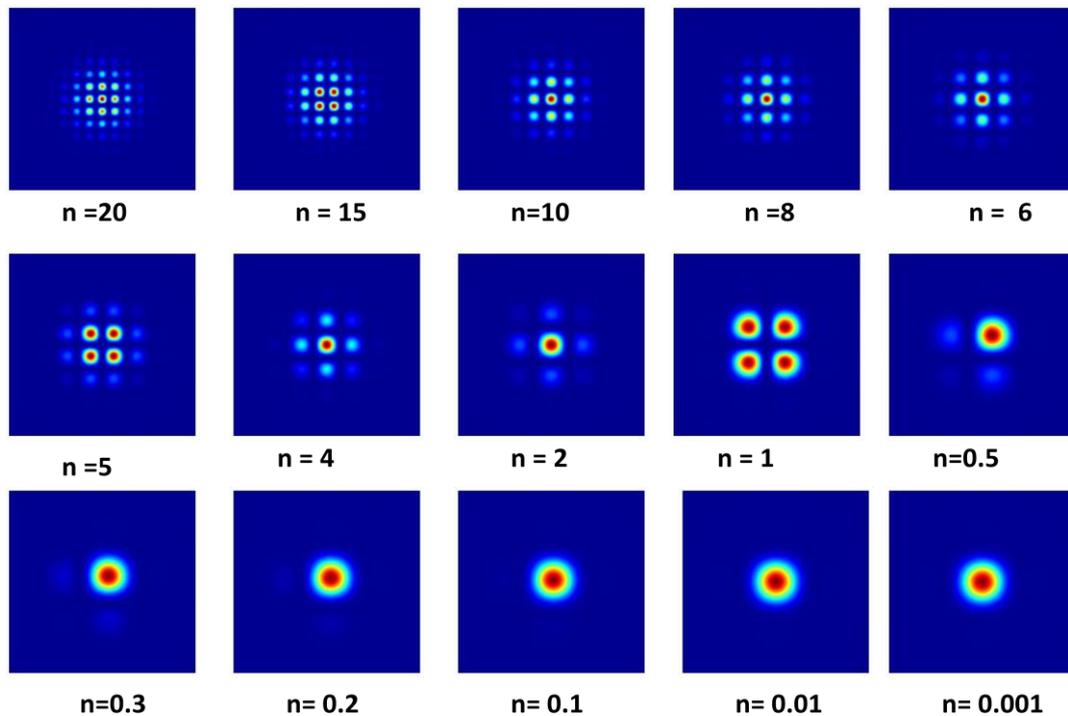


Figure II.5: le comportement transversal de faisceau cosinus-Gauss pour différent valeur d'ordre  $n$  .

Les faisceaux cosinus-Gauss , sous cette dernière forme illustrés dans les figure II.4 et II.5 pour différentes valeurs de position  $z$  et de l'ordres  $n$  alors que  $w$  est fixe .

On constate une domination, en termes de densité de puissance, des lobes situés près de l'axe  $z$  au centre de chaque image dits lobe centrale.

On remarque aussi des pics ou lobes secondaire latéraux existe, pour  $z = 1$  mm et  $n= 20$  une domination de densité des lobes secondaires .

La figure ci-dessous représente le profil d'intensité de faisceaux cosinus-Gauss avec plusieurs position de  $z$  .

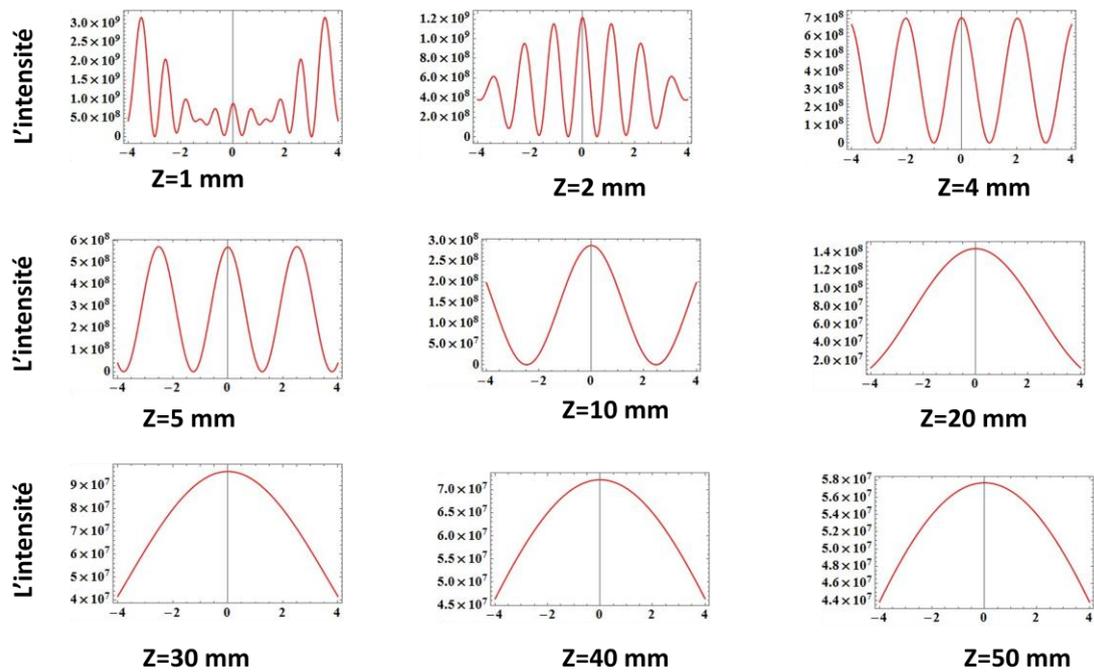


Figure II.6 : profile d'intensité à différents distance de z pour le faisceau cosinus-Gauss

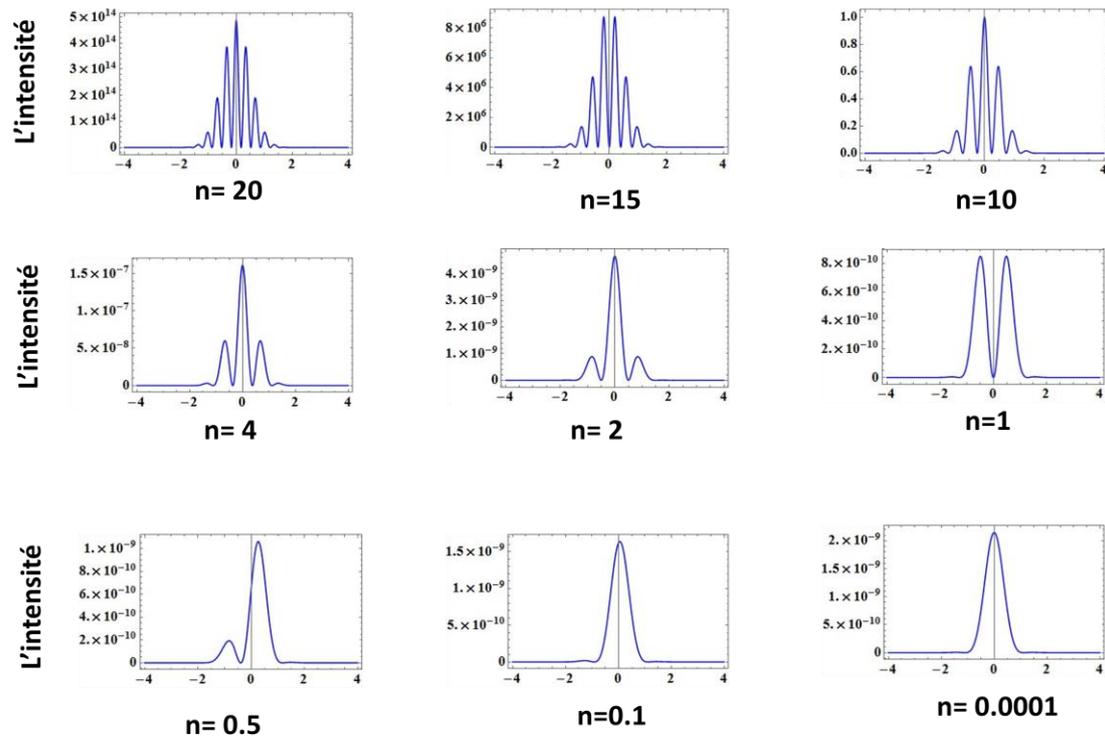


Figure II.7: profile d'intensité à différents ordre n pour le faisceau cosinus-Gauss

Dans la figure II.6 et II.7 , on va comparer l'évolution du profil d'intensité.

Dans la figure II.6 on retrouve le profil radial d'intensité , Pour  $z$  et grand et  $n$  petite on constat la présence que de lobe centrale au champ lointain ,la distribution de l'intensité devient invariant et stationnaire approximativement .

Mais quand la position  $z$  diminue et l'ordre augmente on remarque l'apparitions des lobes secondaires , la distribution d'intensité devient compliquer puisque c'est la zone le champ proche.

Cet invariant transversal est une autre façon de dire que le faisceau est sans diffraction.

### **II-4 - Les faisceaux pseudo-non-diffractant Gaussien Élégants :**

Il est très connu que les faisceaux Hermite-Gauss sont des faisceaux à forme invariante au cours de la propagation, ils sont dits mode propre de propagation. Une autre famille des faisceaux Hermite est dites Faisceau Hermite-Gauss élégant ont une autre particularité. A travers cette partie on démontrer qu'ils sont à caractère non-diffractant.

II-4-1- la propagation des faisceaux Hermite-Gauss élégants dans le plans transversal :

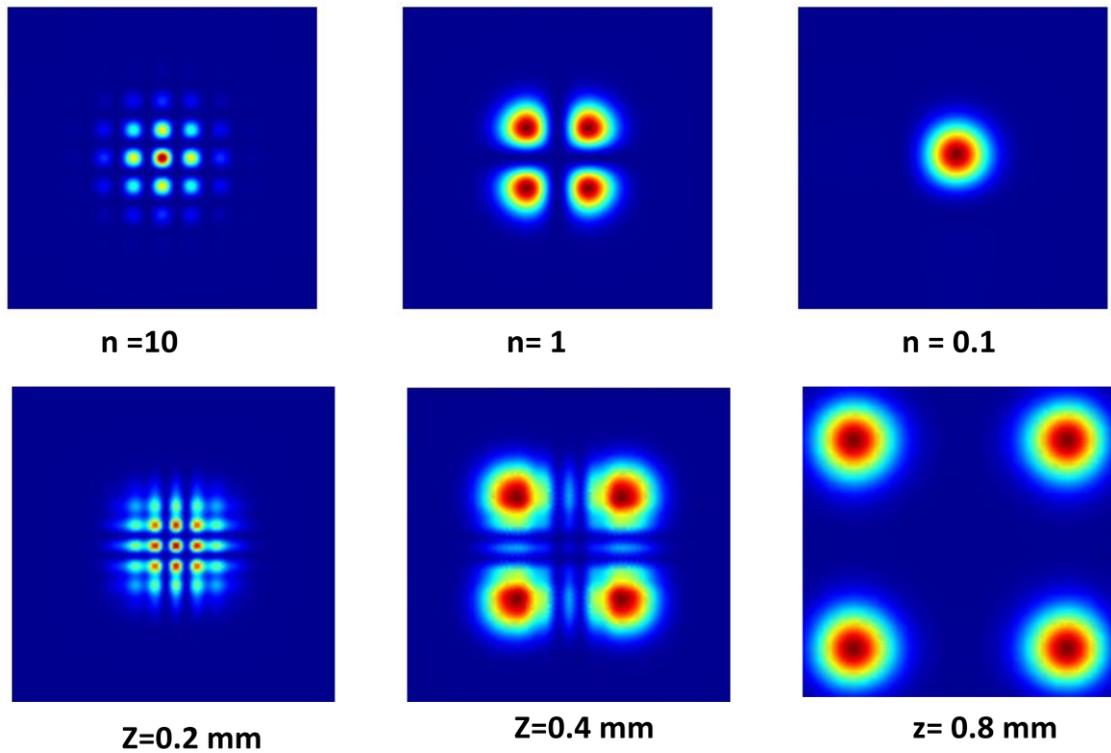
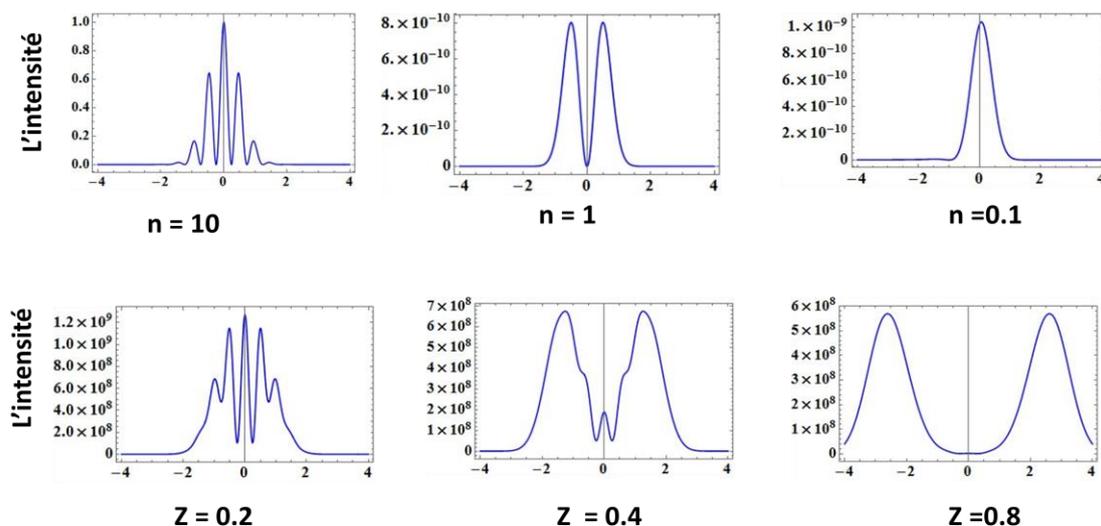


Figure II.8 : Répartition transversale de l'intensité du faisceau EHG



**Figure II.9 :** profile d'intensité à différents ordre  $n$  et distance  $z$  pour le faisceau Hermite-Gauss élégant

Cette figure ci-dessus montre l'intensité du plan focal d'un faisceau Hermite-Gauss élégant pour différents ordres  $n$  et plusieurs positions de  $z$  déterminent la forme du plan focal.

Une fois que la valeur d'ordre  $n$  diminue jusqu'à une certaine valeur, la distribution d'intensité du réseau de faisceau de champ lointain disparaît, reste que des lobes centraux, et dégénère en un profil de faisceau creux semi-obscur et il garde sa taille au cours de la propagation.

C'est la même chose pour la distribution avec différentes valeurs de  $z$ , l'augmentation de la distance  $z$  est liée à la distribution du réseau de faisceau de champ lointain disparaît.

Nous pouvons conclure que la forme du faisceau dans le plan focal dépend de l'ordre  $n$  et la position de  $z$  le profil du faisceau focalisé est principalement garde sa forme au cours de la propagation.

**II-4-2 la relation entre les faisceaux pseudo non-diffractants et les faisceaux Hermite-Gauss élégant :**

Dans cette partie , on va démontrer la relation entre un élégant faisceau gaussien et un faisceau pseudo-non diffractant dans le système des coordonnées cartésiennes correspond au faisceaux cosinus-Gauss et Hermite –Gauss élégant .

Pour déterminer cette relation on va basées sur le comportement asymptotique.

L'expression asymptotiques de polynômes orthonormés 'Hermite  $H_n$  défini comme suit [27] :

$$H_n(x) = (-1)^n \exp(x^2) \frac{d^n}{dx^n} (\exp(-x^2)) \quad (\text{II.7})$$

Après un peu d'algèbre et d'arrangement, le polynôme Hermite pourrait être approximé, quand  $n \gg 1$ , à une fonction cosinus multipliée par un facteur gaussien [28] [29]

$$H_n(x') e^{-x'^2/2} \approx 2^{(n+1)/2} n^{n/2} e^{-n/2} \cos\left(\sqrt{2n+1}x' - \frac{n\pi}{2}\right) \quad (\text{II.8})$$

Avec :

$$x' = \sqrt{2x}/w(z)$$

En multipliant équations précédentes, par le facteur Gaussien nous obtenons la formule asymptotique suivante:

$$H_n\left(\frac{x}{w'(z)}\right) e^{-x^2/w'^2(z)} \approx 2^{(n+1)/2} n^{n/2} e^{-n/2} e^{-x^2/2w'^2(z)} \cos\left(\sqrt{(2n+1)} \frac{x}{w'(z)} - \frac{n\pi}{2}\right) \quad (\text{II.9})$$

Avec :

$$w'^2(z) = w^2/2$$

On peut remarquer à partir la formule asymptotique obtenue que les faisceaux gaussienne élégants sont asymptotiquement égaux aux faisceaux pseudo non-diffractant.

### **II-5 Comparaison des chemins de propagation :**

Pour étudier la propagation du faisceau dans l'espace libre, il faut utiliser

L'intégrale de diffraction Fresnel-Kirchhoff, précédemment discutée,

Son expression mathématique dans les systèmes de coordonnées cartésiennes, est donnée après quelques simplifications par :

$$\mathbf{u}_{out}(\xi, z) = \frac{1}{i\lambda z} \int_0^\infty \mathbf{u}_{in}(x, z = 0) \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z} (\xi - x)^2\right] dx \quad (\text{II .10})$$

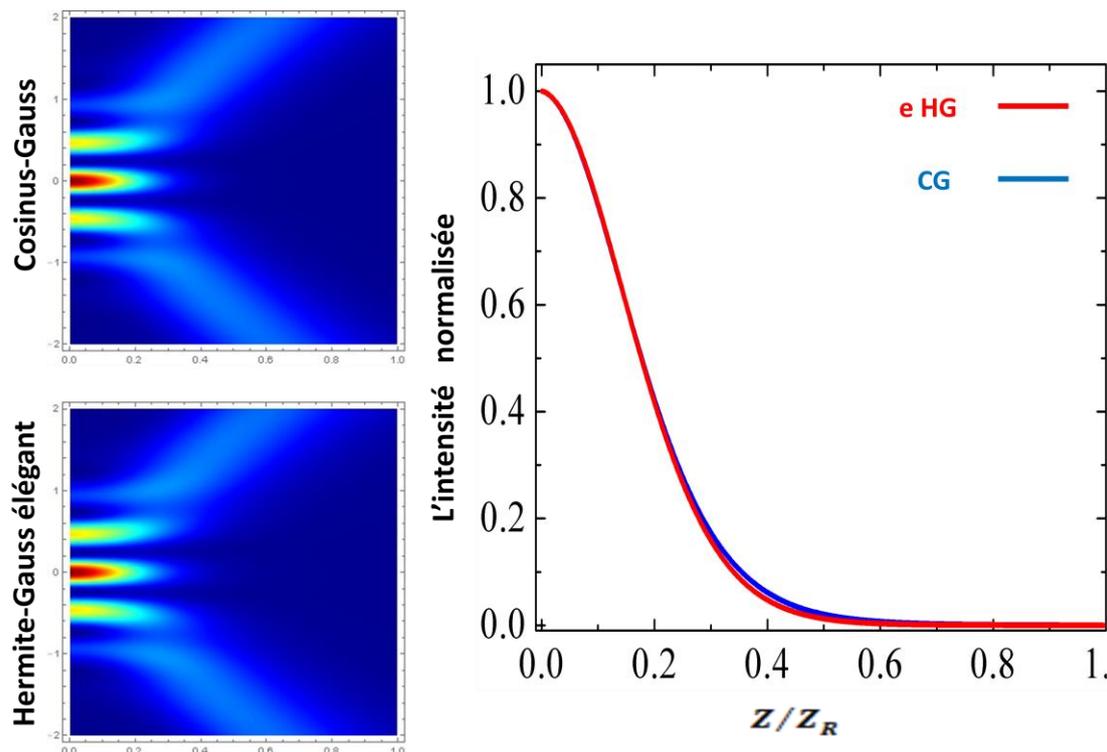
Un faisceau **e HG** comme entrées ( $\mathbf{u}_{in}$ ), ce champ optique peut être exprimés :

$$\mathbf{u}_{in}^{eHG}(x, z = 0) = H_n\left(\frac{x}{w'(z)}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{w'^2(z)}\right) \quad (\text{II.11})$$

Le champ optique de leur faisceau pseudo-non diffractant équivalent peut être exprimé comme suit :

$$\mathbf{u}_{in}^{CG}(x, z = 0) = \cos\left(\frac{\sqrt{2n+1}}{w'(z)}\right) \times \exp\left(-\frac{x^2}{2w'^2(z)}\right) \quad (\text{II.12})$$

La figure II.10 indique la comparaison entre les faisceaux cosinus-Gauss et Hermite – Gauss élégant, tout en montrant une égalité sur le comportement de l'intensité dans le plan ( $\xi - z$ ) et leur distribution d'intensité sur l'axe avec  $n = 10$ .



**Figure II.10:** Les tracés de densité dans le plan ( $\xi-z$ ) et l'intensité sur l'axe faisceau e HG et du faisceau CG équivalent.

### II-5-1 Comparaison de forme transversal :

Pour dire que deux faisceaux sont équivalents il faut également être exprimé l'égalité de leurs comportements transversaux.

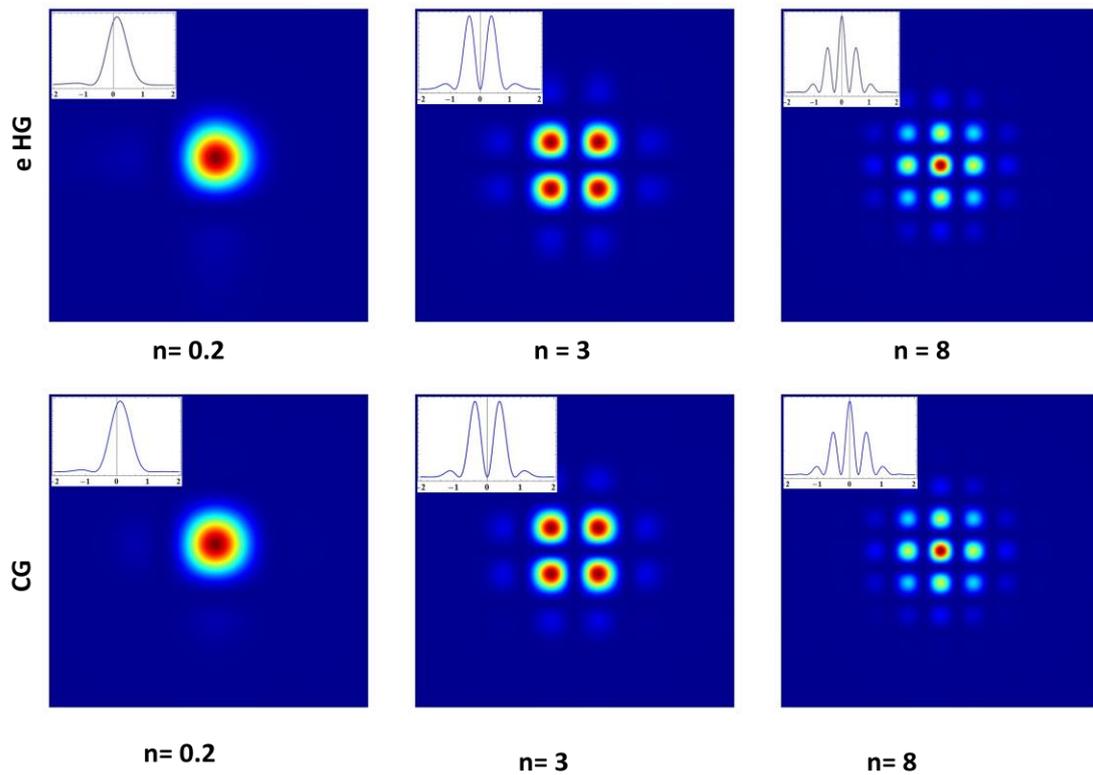
Donc on va étudier l'analogie entre l'élégant faisceau gaussien et les faisceaux pseudo-non diffractants au niveau du plan focal de position  $z$  et le Plan de Fourier, Telle que le plan focal d'une lentille dépend au plan de Fourier.

En utilisant, l'intégrale de diffraction de Fresnel Kirchhoff ((Equation II.10) ), [20, 30-31] , pour décrire analytiquement les champs optiques du faisceau Gaussien élégant ( e GB ) et le faisceau pseudo non-diffractant ( p NDB ), les expressions sont comme suit :

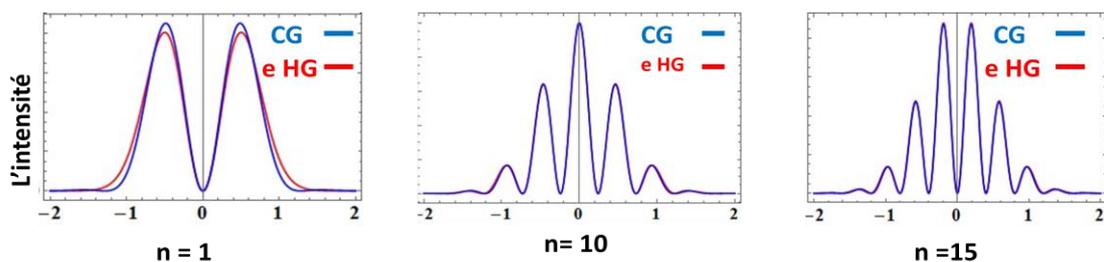
$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{out}^{eHG}(\xi, z = f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}_{in}^{eHG}(x, z = 0) \exp\left[\frac{i2\pi}{\lambda f} \xi x\right] dx = \\ & \sqrt{\pi} (-i2\pi\xi w'(z))^n \exp\left(-\pi^2 \xi^2 w'^2(z)\right) \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{out}^{cG}(\xi, z = f) \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}_{in}^{cG}(x, z = 0) \exp\left[\frac{i2\pi}{\lambda f} \xi x\right] dx &= 2\pi w'^2(z) \exp(-\sqrt{2}w'(z)) \\ & (2n + 1) \exp\left(-2\pi^2 \xi^2 w'^2(z)\right) \cosh(\pi \xi w'(z) \sqrt{4n + 2}) \end{aligned} \quad (\text{II.14})$$

Équation (II.13) et l'équation (II.14) représentent le champ lointain de l'élégant faisceau Hermite-Gauss et son faisceau Cosinus-Gauss équivalent respectivement.



**Figure II.11** : comparaison entre les **profils** d'intensité et les sections transversales des faisceaux e HG rangée du haut et CG rangée en bas.



**Figure II.12** : les sections transversales du faisceau e HG et CG identique

On constate d'après les figure ci-dessus que il ya une équivalence entre les faisceaux Hermite –Gauss élégante et Cosinus –Gauss.

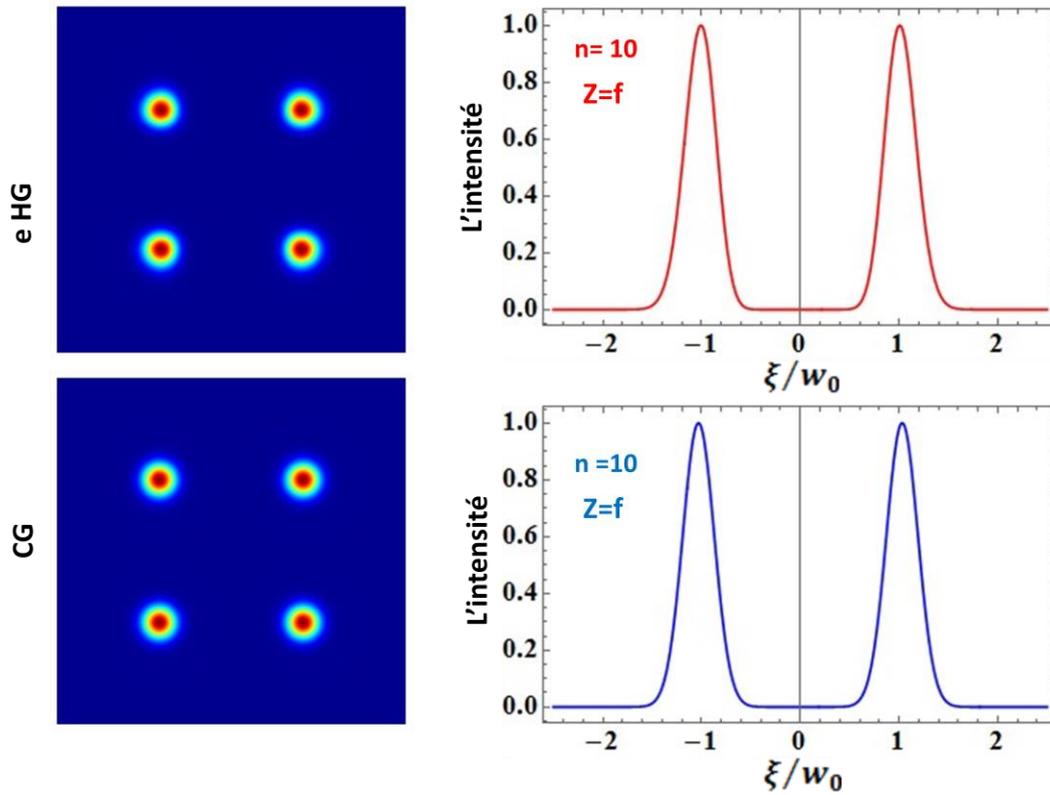
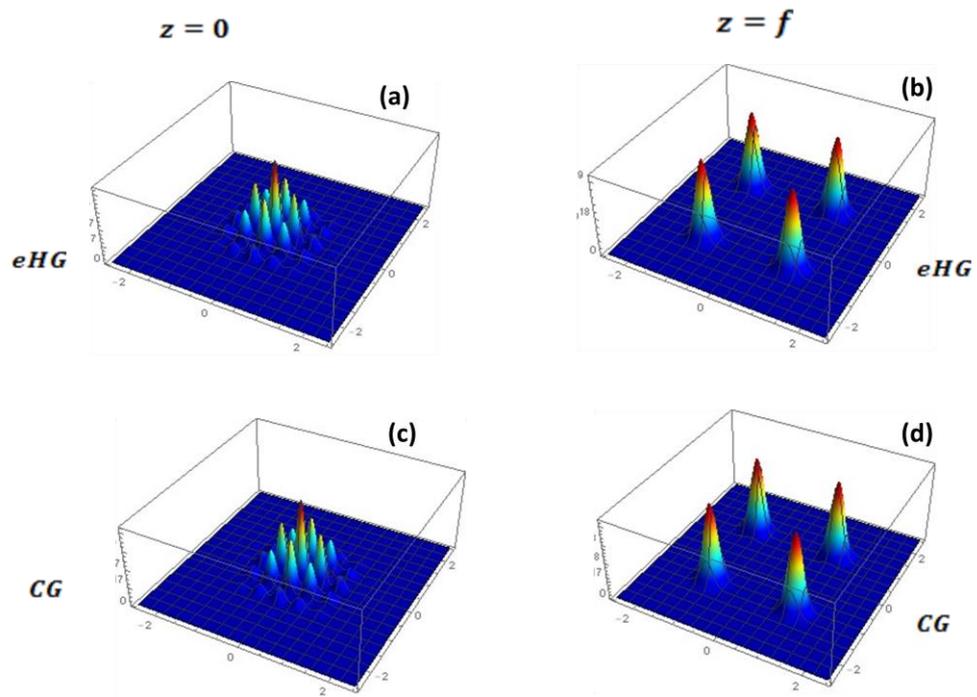


figure II .13 : : Les profils d'intensité et les sections transversales du faisceau e HG et de son faisceau CG correspondant au niveau du en champ lointain ( $z = f$ ).

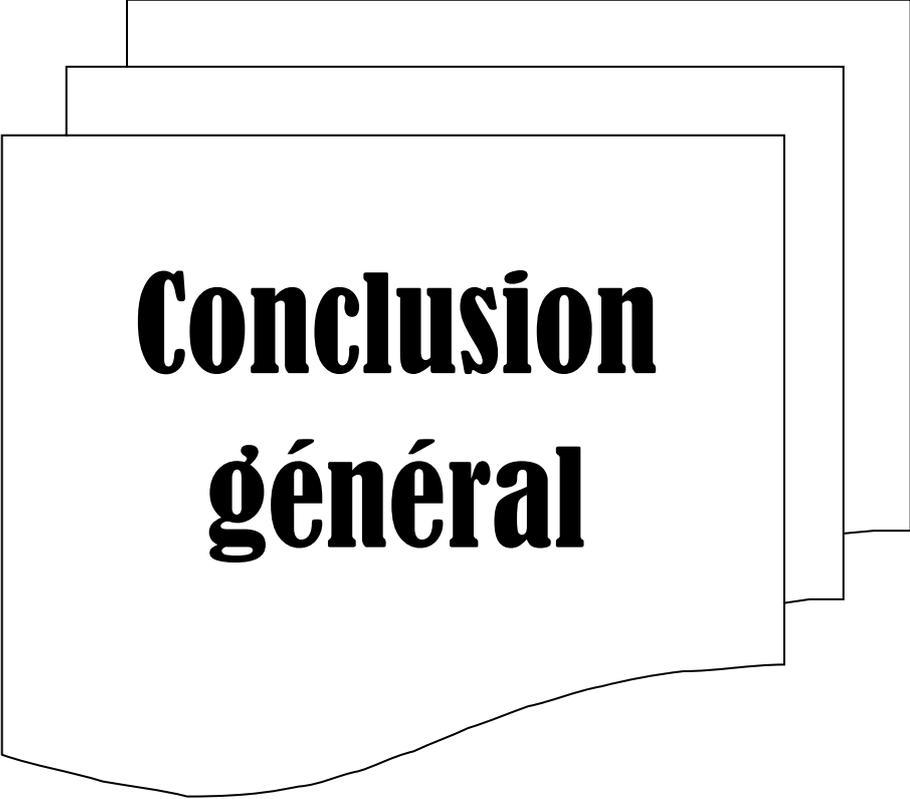
On remarque que les faisceaux CG et e HG sont totalement identique au niveau de plan de fourrier.



**Figure II.14:** Les profils d'intensité 3D du faisceau eHG et son correspondant Faisceau CG.

**Conclusion :**

Pour conclure on peut dire qu'après un développement asymptotique de polynôme de Hermite les deux familles de faisceaux lasers Cosinus-Gauss et Hermite-Gauss élégants sont identiques.



# **Conclusion général**

## **Conclusion général.....**

---

### **Conclusion Général :**

Ce mémoire présente une étude et des simulations sur les propriétés de la non-diffraction d'un faisceau CG fondamental, après nous avons décrit que les faisceaux e HG d'ordre n sont égaux, aux faisceaux CG basés sur une formule asymptotique des faisceaux HG.

nous découvrons que la famille des faisceaux cosinus et la famille Hermite- gauss élégant sont identique , alors on peut remplacé les faisceaux cosinus par les faisceaux Hermite dans différentes domaines du lasers .

## **Bibliographies:**

[1] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187 :493–494, August 1960.

[2] [https://tdoctorat.univ-setif.dz/images/stories/pdf\\_theses/facultes1/IOMP/ABENCHIKH.pdf](https://tdoctorat.univ-setif.dz/images/stories/pdf_theses/facultes1/IOMP/ABENCHIKH.pdf)

[3] J. C. Maxwell, “A treatise on electricity and magnetism, (1873),” United States, 1891.

[4] S. BEA and M. Teich, ““fundamentals of photonics”,” Wiley, p. 313, 1991. [5] [http://www.optique.ingenieur.org/fr/cours/OPI\\_fr\\_M01\\_C03/co/Conten\\_07.html](http://www.optique.ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C03/co/Conten_07.html)

[6] googl

[7] A. Siegman, “Hermite–gaussian functions of complex argument as optical-beam eigenfunctions,” *JOSA*, vol. 63, no. 9, pp. 1093–1094, 1973.

[8] E. Zauderer, “Complex argument hermite–gaussian and laguerre–gaussian beams,” *JOSA A*, vol. 3, no. 4, pp. 465–469, 1986.

[9] F. Gori, G. Guattari, and C. Padovani, “Bessel-gauss beams,” *Optics communications*, vol. 64, no. 6, pp. 491–495, 1987.

[10] J. C. Gutiérrez-Vega and M. A. Bandres, “Helmholtz–gauss waves,” *JOSA A*, vol. 22, no. 2, pp. 289–298, 2005.

[11] J. Durnin, Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory, *Journal of Optical Society of America* 4, No. 4, p. 651-654, 1987.

[12] (thèse DOCTORAT En Optique et Photonique Appliqué  
Par Saoussene Chabou Thème Amélioration des performances des faisceaux lasers par l'optique diffractive ).

[13] R. M. Herman et T. A. Wiggins, Production and uses of diffractionless beams, *Journal of Optical Society of America* 8, No. 6, p. 932-942, 1991

[14]: D. McGloin et K. Dholakia, Bessel beams : diffraction in a new light, *Contemporary Physics* 46, No. 1, p. 15-28, 2005.

[15] Annie Marcier, caractérisation du profil d'axicons par l'interférence avec une onde bord, Québec 2008

[16] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Elsevier, 2013.

[17] J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory," *J. Opt. Soc. Am. A* 4(4), 651–654 (1987). [CrossRef]

[18] J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly, "Diffraction-free beams," *Phys. Rev. Lett.* 58(15), 1499–1501 (1987).

- [19] S. M. Wang, Q. Lin, and X. H. Lu, "Super-diffraction limiting propagation of cos beams," *Appl. Laser* 14(2), 49–51 (1994).
- [20] S. Wang, Q. Lin, and X. Lu, "Realization of super-diffraction limiting propagation by cos beams," *Optik* 100(1), 8–10 (1995).
- [21] Z. Jiang, "Truncation of a two-dimensional nondiffracting cos beam," *J. Opt. Soc. Am. A* 14(7), 1478–1481 (1997).
- [22] S. M. Wang, Q. Lin, and X. Q. Jiang, "Cosine-Gauss beam," *Acta. Photonica Sinica* 28(4), 367–370 (1999).
- [23] L. W. Casperson and A. T. Anthony, "Hermite–sinusoidal-Gaussian beams in complex optical systems," *J. Opt. Soc. Am. A* 15(4), 954–961 (1998)
- [24] C. G. V. Julio and A. B. Miguel, "Helmholtz–Gauss waves," *J. Opt. Soc. Am. A* 22(2), 289–298 (2005)
- [25] A. Bencheikh, S. Chabou, O. C. Boumeddine, H. Bekkis, A. Benstiti, L. Beddiaf, and W. Moussaoui, "Cosine beam: diffraction-free propagation and self-healing," *J. Opt. Soc. Am. A* 37(11), C7–C14 (2020).
- [26] X. Q. Wang, Z. P. Ke, and B. D. Lü, "Propagation properties of cosine-Gaussian beams," *Laser Technol.* 25(2), 121–125 (2001).

- [27] I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, Table of integrals, series, and products. Academic press, 2014
- [28] R. A. Silverman et al., Special functions and their applications. Courier Corporation, 1972.
- [29] A. Bencheikh and A. Forbes, “The non-diffracting nature of truncated hermite– gaussian beams,” JOSA A, vol. 37, no. 11, pp. C1–C6, 2020.
- [30] S. Saghafi and C. Sheppard, “Near field and far field of elegant hermite-gaussian and laguerre-gaussian modes,” Journal of Modern Optics, vol. 45, no. 10, pp. 1999–2009, 1998.
- [31] R. Borghi and M. Santarsiero, “M<sup>2</sup> factor of bessel–gauss beams,” Optics letters, vol. 22, no. 5, pp. 262–264, 1997.
- [32] A. Sabatyan and S. A. Hoseini, “Fresnel biprism as a 1d refractive axicon,” Optik, vol. 124, no. 21, pp. 5046–5048, 2013.
- [33] J. C. Maxwell, “A treatise on electricity and magnetism, (1954),” United States, 1891.
- [34] W. Shaomin, L. Qiaug, and L. Xuanhui, “Super-diffraction limiting propagation of cos beams [j],” APPLIED LASER, vol. 2, 1994.
- [35] S. Wang, Q. Lin, and X. Lu, “Realization of super-diffraction limiting propagation by cos beams,” Optik (Stuttgart), vol. 100, no. 1, pp. 8–10, 19

## Résumé

Ce mémoire intitulé contribution à l'étude des faisceaux laser pseudo non-diffractant discute la relation entre les faisceaux cosinus-Gauss et les faisceaux Hermite- Gauss élégant qui sont à la base deux éléments qui peuvent être remplacé l'un par l'autre .

Ce mémoire comporte une introduction générale, deux chapitre et une conclusion général , dans le chapitre I on va présenté l'essentiel de la théorie des faisceaux laser , et dans le chapitre II, on va présenté tout ce qui est développement et simulation , a la fin on montrent que la famille des faisceaux cosinus-Gauss et la famille de Hermite Gauss élégant sont identique .

**mots clés :** les faisceaux cosinus-Gauss, les faisceaux Hermite- Gauss élégant

## Abstract

This dissertation entitled contribution to the study of pseudo-non-diffracting laser beams discusses the relationship between cosine-Gauss beams and elegant Hermite-Gauss beams which are basically two elements that can be replaced one by the other.

This thesis includes a general introduction, two chapters and a general conclusion, in chapter I we will present the essentials of the theory of laser beams, and in chapter II, we will present all that is development and simulation, at the same time. End we show that the cosine-Gauss family and the elegant Hermite Gauss family are identical.

**key words:** cosine-Gaus beams , elegant Hermite-Gauss beams

## المخلص

تناقش هذه المُذكرة الموسومة بـ : المساهمة في دراسة أشعة الليزر الزانفة غير الانعراجية العلاقة بين أشعة cosine-Gauss وأشعة Hermite-Gauss والتي تُشكل في الأصل عنصرين يمكن استبدال أحدهما بالآخر . تتضمن هذه المُذكرة مقدمة عامة وفصلين وخاتمة عامة، إذ يتطرق الفصل الأول إلى أساسيات نظرية أشعة الليزر، أمّا الفصل الثاني فسيعرض تطوراتهِ ومختلف برمجاته في نفس الوقت، لنخلص ختاماً إلى تطابق كل من

Hermite Gauss Elegant و cosine-Gauss

**الكلمات الدالة:** cosine-Gauss و Hermite Gauss Elegant