



Réf:.....

**Mémoire de Fin d'Etudes  
En vue de l'obtention du diplôme:**

**MASTER**

**Filière : Electrotechnique  
Option : Commande électrique**

*Thème*

**Structuration des champs électrique et  
magnétique des faisceaux lasers**

➤ Présenté par : - **Bessa abdelmouhcene** - **Bensadallah abderrahim**

**Devant le jury:**

<b>Président</b>	: Dr. Talhaoui Hicham	Université de Bordj Bou Arreridj
<b>Examineur 1</b>	: Dr. Bouchama Ziad	Université de Bordj Bou Arreridj
<b>Examineur 1</b>	: Dr. Diaf Abdelaziz	Université de Bordj Bou Arreridj
<b>Rapporteur</b>	: Pr. Bencheikh Abdelhalim	Université de Bordj Bou Arreridj

# *Dédicaces*

*Je dédie ce modeste travail :*

*A tous ceux qui m'estiment et qui me sont chers.*

*Abdelmouhcene*

*Je dédie ce modeste travail :*

*A tous ceux qui m'estiment et qui me sont chers.*

*Abderrahim*

# *Remerciements*

*Tout d'abord, nous tenons à remercier et glorifier le DIEU tout puissant et miséricordieux, de nous avoir donné le courage et la volonté de mener à terme ce présent travail.*

*Nous remercions l'encadreur Mr BENCHÉIKH.A d'avoir accepté de nous encadrer et pour les précieux conseils qu'ils nous ont donné pour l'exécution de ce Projet.*

*Nous remercions aussi nos amis et camarades de la promotion pour leur collaboration.*

*Merci encore aux membres de nos familles pour le soutien moral et financier.*

*Et enfin, nous tenons à remercier toutes les personnes qui de près ou de loin nous ont aidés dans la réalisation et la mise en forme de ce projet.*

## Liste des Figures :

<b>Figure I.1</b> : Les constituants du laser .....	3
<b>Figure I.2</b> : Profil d'intensité gaussienne.....	5
<b>Figure I.3</b> : Propriétés d'un faisceau gaussien.....	6
<b>Figure I.4</b> : Répartition spatiale de l'énergie pour les modes Hermite-Gauss (modes d'ordre supérieurs à symétrie rectangulaire).....	8
<b>Figure I.5</b> : Répartition spatiale de l'énergie pour les modes Laguerre-Gauss (modes d'ordre supérieurs à symétrie circulaire).....	9
<b>Figure I.6</b> : Faisceaux laser à polarisation azimutale et radiale.....	11
<b>Figure II.1</b> : Distribution d'intensité des faisceaux Hermite Gauss : $HG_{10}$ , $HG_{20}$ , $HG_{30}$ , leurs champs sont orientés selon l'axe 'x' .....	13
<b>Figure II.2</b> : Distribution d'intensité des faisceaux Hermite Gauss : $HG_{10}$ , $HG_{20}$ , $HG_{30}$ , leurs champs sont orientés selon l'axe 'y'.....	14
<b>Figure II.3</b> : Intensités résultantes de la superposition des composantes orthogonales des faisceaux ( $HG_{10}$ , $HG_{20}$ , $HG_{30}$ ).....	14
<b>Figure II.4</b> : Représentation vectorielle des champs électriques ( $HG_{10}$ , $HG_{20}$ , $HG_{30}$ ).....	15
<b>Figure II.5</b> : Orientations des composantes du champ ( $HG_{10}$ , $HG_{20}$ , $HG_{30}$ ) $x,y$ .....	16
<b>Figure II.6</b> : Orientations des composantes du champ ( $HG_{10}$ , $HG_{20}$ , $HG_{30}$ ) $y,x$ .....	17
<b>Figure II.7</b> : Différentes orientations du champ électrique ( $HG_{10}$ ) obtenues par la superposition de leurs composantes orthogonales. (a) radiale. (b) azimutale, et (c) mixte.....	17
<b>Figure II.8</b> : Structure obtenues à partir de la superposition des composantes des champs électriques du faisceau ( $HG_{50}$ ).....	18
<b>Figure II.9</b> : Distribution d'intensité du champ magnétique des faisceaux Hermite Gauss : $HG_{10}$ , $HG_{20}$ , $HG_{30}$ , orientés selon l'axe 'x' .....	22
<b>Figure II.10</b> : Distribution d'intensité du champ magnétique des faisceaux Hermite Gauss : $HG_{10}$ , $HG_{20}$ , $HG_{30}$ , orientés selon l'axe 'y' .....	22

<b>Figure II.11</b> : Intensités du champ magnétique résultantes de la superposition des composantes orthogonales des faisceaux (HG <sub>10</sub> , HG <sub>20</sub> , HG <sub>30</sub> ).....	22
<b>Figure II.12</b> : Représentation vectorielle des champs magnétiques (HG <sub>10</sub> , HG <sub>20</sub> , HG <sub>30</sub> ).....	23
<b>Figure II.13</b> : Comparaison entre la représentation vectorielle du champ électrique et magnétique (HG <sub>10</sub> ,HG <sub>20</sub> ,HG <sub>30</sub> ) .....	24
<b>Figure II.14</b> : Représentation vectorielle du vecteur Poynting (HG <sub>10</sub> ,HG <sub>20</sub> ,HG <sub>30</sub> ) x,z.....	26
<b>Figure II.15</b> : Représentation vectorielle du vecteur Poynting (HG <sub>10</sub> ,HG <sub>20</sub> ,HG <sub>30</sub> ) y,z.....	26

## **Résumé :**

Ce mémoire a pour objectif de mettre en évidence la structuration de la direction du champ électromagnétique des faisceaux lasers contenu dans leurs plans transverses. La structuration du champ électromagnétique est obtenue par la superposition incohérente de deux modes lasers (ici on va utiliser les modes Hermite-Gauss HG). Comme première tentative, on va montrer comment générer des structures radiales, azimutales et certaines structures qui contiennent des vortex et des singularités. Ce genre de structure sera utilisé dans le futur pour encoder et transporter l'information.

**ملخص :**

# Sommaire :

Introduction générale :.....	1
------------------------------	---

## Chapitre I : La Théorie des faisceaux lasers

I.1 Introduction :.....	2
I.2 La constitution du Laser:.....	2
I.3 Profil spatial de faisceau laser.....	3
I.4 Dérivation du profil de faisceau.....	3
I.5 Le mode fondamental (le faisceau gaussien) :.....	4
I.6 Propriétés des faisceaux Gaussiens:.....	5
I.7 Les modes d'ordre supérieur:.....	7
I.7.1 Les modes scalaires :.....	7
I.7.1 .a Les Modes Hermite-Gauss : .....	7
I.7.1 .a Les Modes Laguerre-Gauss : .....	8
I.8 Polarisation radial et azimutal :.....	10

## Chapitre II : Partie simulation

II.1.1 Introduction.....	12
II.1.2 Les faisceaux Hermite-Gauss $HG_{n0}$ :.....	12
II.1.3 Simulation des distributions du champ.....	12
II.1.4 Représentation vectorielle des champs électriques:.....	15
II.2.1 calcul du champ magnétique des faisceaux Hermite-gauss .....	19
II.2.2 Composants du champ électrique :.....	19
II.2.3 Composants du champ magnétique :.....	20
II.2.4 Simulation des distributions du champ magnétique :.....	21
II.2.5 Représentation vectorielle des champs magnétiques :.....	23
II.2.6 Représentation du champ électromagnétique :.....	24
II.3.1 : Vecteur de Poynting :.....	25

II.3.2 Simulation du vecteur Poynting :.....26

Conclusion générale:.....37

Bibliographie:.....



# Introduction générale

Depuis sa création, le LASER a 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 a connu déjà un parcours scientifique qui mérite d'être rappelé. Pour comprendre d'abord, utiliser ensuite, les règles fondamentales qui s'appliquent au transport et à l'utilisation d'un faisceau laser.

Il est à noter que la distribution transversale du champ électrique (ou magnétique) d'un faisceau laser était considérée toujours comme Gaussienne, d'où appellation, faisceau laser Gaussien. Vu les applications nombreuses des lasers dans les domaines, tels que, le micro usinage dans l'industrie, la manipulation des cellules en médecine et en biologie, et encoder l'information dans la télécommunication, la distribution standard Gaussienne du champ électromagnétique sortant du laser est devenue non satisfaisante. En plus de l'utilisation de l'amplitude comme degré de liberté dans les applications lasers, les chercheurs ont montré la possibilité d'exploiter d'autres degrés de liberté contenus dans les faisceaux laser, qui est la polarisation (la direction champ électrique ou magnétique). Les polarisations standards contenues dans les différentes sources du champ électromagnétique, sont ; la polarisation linéaire, circulaire et elliptique. Récemment, des chercheurs ont montré que La combinaison de ces dernières polarisations permet d'obtenir des structures de polarisation très exotiques et intéressantes, on cite comme exemple ; la polarisation radiale et celle azimutale.

Dans le présent mémoire on va montrer le premier pas à suivre pour la création de certaines structures de polarisation très particulières, d'où la création de structures particulières des orientations des champs électrique (et magnétique) à travers ces deux chapitres ci-dessous qui sont brièvement présentés ici :

- Le premier chapitre est consacré à la théorie nécessaire des faisceaux lasers ainsi qu'à l'explication du mode fondamental, qui est le faisceau laser gaussien, ainsi que les modes d'ordres supérieurs, tels que ; les faisceaux laser Hermite Gauss, et Laguerre Gauss.

Le second et dernier chapitre illustre la procédure de création des structures des orientations des champs électromagnétiques à partir de certains modes lasers. Dans ce mémoire, on a choisi les modes Hermite-Gauss, les simulations présentées dans ce mémoire sont faites sous environnement Mathematica 12. Le mémoire sera achevé par une conclusion générale.



## I.1 Introduction :

Les faisceaux lasers sont des faisceaux produits par un appareil qui s'appelle laser, ce dispositif permettant de produire un faisceau d'ondes électromagnétiques spatialement et temporellement cohérentes dans le domaine du visible qui avait lieu en 1960.

Un **LASER** (acronyme issu de l'anglais *light amplification by stimulated emission of radiation* qui signifie « amplification de la lumière par émission stimulée de radiation ») est un système photonique. Il s'agit d'un appareil qui produit un rayonnement lumineux spatialement et temporellement cohérent reposant sur le processus d'émission stimulée. La lumière du laser est aussi appelée *lumière cohérente*. Descendant du maser<sup>1</sup>, le laser s'est d'abord appelé « maser optique ».

Une source laser associe un amplificateur optique à une cavité optique, encore appelée résonateur, généralement constituée de deux miroirs, dont un au moins est partiellement réfléchissant, c'est-à-dire qu'une partie de la lumière sort de la cavité et l'autre partie est réinjectée vers l'intérieur de la cavité laser. Avec certaines longues cavités, la lumière laser peut être extrêmement directionnelle. Les caractéristiques géométriques de cet ensemble imposent que le rayonnement émis soit d'une grande pureté spectrale, c'est-à-dire temporellement cohérent. Le spectre du rayonnement contient en effet un ensemble discret de raies très fines, à des longueurs d'onde définies par la cavité et le milieu amplificateur. La finesse de ces raies est cependant limitée par la stabilité de la cavité et par l'émission spontanée au sein de l'amplificateur (bruit quantique). Différentes techniques permettent d'obtenir une émission autour d'une seule longueur d'onde[1].

## I.2 La constitution du Laser :

Les lasers sont constitués d'un milieu amplificateur qui contient des atomes ou des molécules dans un état excité, prêt à se désexciter au passage d'une onde lumineuse de fréquence appropriée, par émission stimulée. Le milieu est généralement placé dans une cavité résonnante optique qui permet d'augmenter considérablement cet effet amplificateur en faisant passer l'onde d'un grand nombre de fois dans le milieu[2].

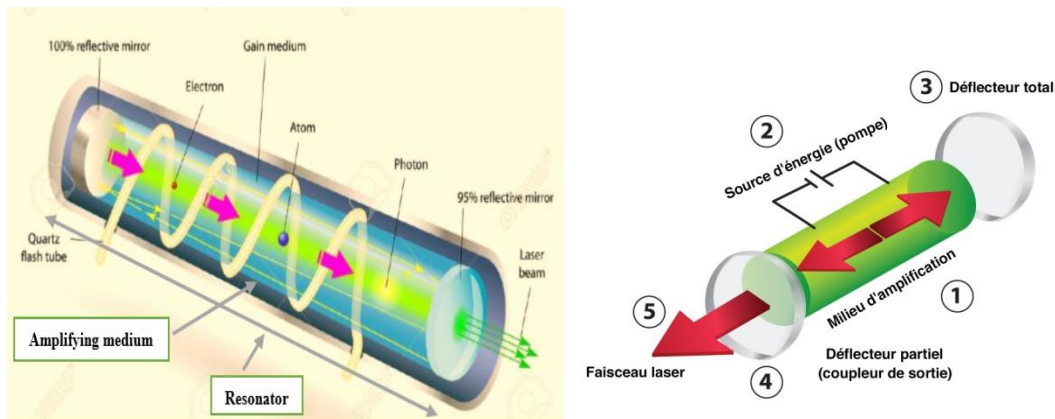


Figure I.1 : Les constituants du laser

### I.3 Profil spatial de faisceau laser :

Dans cette section, nous dériverons l'équation du champ électrique d'un faisceau laser. Le champ électrique dérivé a une distribution spéciale, désignée sous le nom du mode de faisceau, déterminé par les conditions sur les limites. Deux modes typiques de faisceau laser sont les modes Hermite-Gauss et Laguerre-Gauss. . Dans ce chapitre, nous présentons également deux autres modes de faisceau récemment abordés : le faisceau plat (Flat top beam) (faisceau super-Gaussien) et le faisceau Bessel-Gauss. Ces deux modes de faisceau deviennent importants considérant les systèmes laser de haute puissance et les faisceaux laser à diffraction libres. Ces modes de faisceau laser peuvent être dérivés à partir des équations du maxwell [3].

### I.4 Dérivation du profil de faisceau :

A partir des équations de Maxwell, et après un traitement mathématique sur ces dernières, les chercheurs ont arrivé à avoir la propagation des faisceaux lasers qui est exprimée par l'expression générale de l'équation d'onde du champ électrique qui décrit la propagation du champ électrique dans l'espace libre par [3] :

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

Avec :

k : est le nombre d'onde.

E : est l'amplitude complexe d'un faisceau.

La question qui se pose maintenant est comment résoudre l'équation d'onde et quelles sont les distributions du champ électrique possibles.

### I.5 Le mode fondamental (le faisceau gaussien) :

Nous avons considéré dans ce qui précède une seule solution de l'équation d'onde par axiale, à savoir le mode fondamental gaussien la distribution d'intensité du mode de faisceau le plus bas ( $m = n = 0$ ) et aussi ( $l=p=0$ ) ce mode fondamental TEM<sub>00</sub>[4].le champ électrique d'un tel faisceau selon la coordonné radiale transversale  $\rho$  s'écrit comme suit :

$$E(\rho, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[\frac{-\rho^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left(i\left(kz - \phi(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)}\right)\right) \quad (I.2)$$

Avec :

$\rho$  : est la distance radiale de l'axe central de la poutre .

$Z$  : est la distance axiale du foyer (ou 'taille') du faisceau.

$I$  : est l'unit imaginaire.

$K = 2\pi n/\lambda$  est le nombre d'onde ( en radians par mètre) pour une longueur d'onde  $\lambda$  en espace libre, et  $n$  est l'indice de réfraction du milieu dans lequel le faisceau se propage.

$E_0=E(0,0)$ , l'amplitude (et la phase) du champ électrique à l'origine au temps 0.

$(z)$  : est le rayon auquel les amplitudes de champ tombent à  $1/e$  de leurs valeurs axiales (c'est-à-dire ou les valeurs d'intensité tombent à  $1/e^2$  de leurs valeurs axiales), au plan  $z$  le long du faisceau.

$\omega_0=\omega(0)$  est le rayon de la taille.

$R(z)$  : est le rayon de courbure des fronts d'onde du faisceau en  $z$  .

$\phi(z)$  : est la phase de Gouy en  $z$ , un terme de phase supplémentaire au-delà de celui attribuable à la vitesse de phase de la lumière.

Voici l'équation de l'intensité du faisceau gaussien en fonction du rayon  $r$  et de la distance de propagation  $z$  : [5]

$$I(r, z) = |E(r, z)E^*(r, z)| = I_0 \left[ \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right]^2 \exp\left(-2 \frac{r^2}{\omega^2(z)}\right) \quad (I.3)$$

On peut déterminer l'expression de l'intensité sur l'axe, elle est donnée par : [2]

$$I(r, z) = |E(r, z)E^*(r, z)| = I_0 \left[ \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right]^2 \quad (I.4)$$

Où «  $\omega(z)$  » est la largeur du faisceau à une position  $z$  arbitraire.

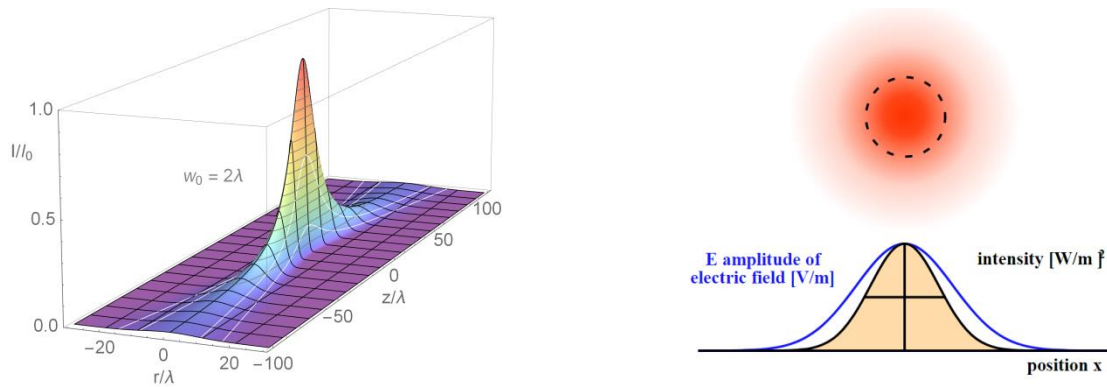


Figure I.2 : Profil d'intensité gaussienne.[1]

### I.6 Propriétés des faisceaux Gaussiens:

La plupart des relations fondamentales liées aux faisceaux gaussiens ont été mathématiquement obtenues au paragraphe précédent. Nous allons maintenant voir leur signification physique.

Prenons comme précédemment l'origine au « waist »  $\omega_0$ , qui correspond à l'onde plane gaussienne de rayon de courbure infini. On a défini la longueur de Rayleigh par la relation :

$$Z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (I.5)$$

On a également obtenu la loi d'évolution de  $\omega$  en fonction de  $z$  :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_R}\right)^2} \quad (I.6)$$

$\omega(z)$  est une hyperbole (on peut réécrire la relation précédente

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - \frac{z^2}{Z_R^2} = 1 \tag{I.7}$$

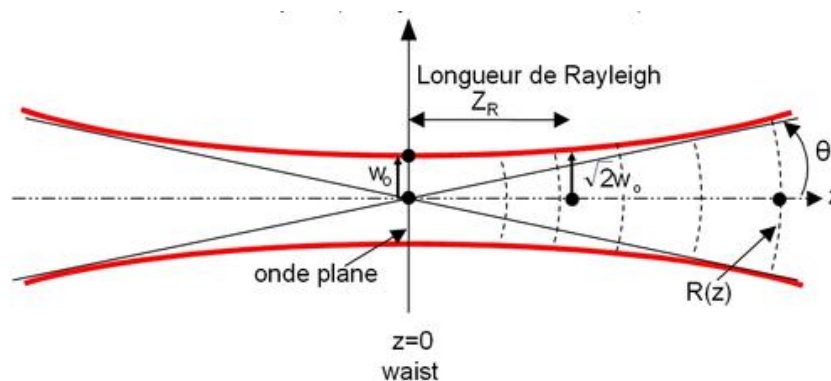
Les principaux paramètres utiles :

Rappelons les principaux paramètres utiles et leur définitions :

- $\omega(z)$  est la dimension (le rayon) de la tache laser dans un plan perpendiculaire à la propagation à une distance  $z$  de l'origine. Plus précisément, c'est le rayon à  $\frac{1}{e}$  du profil gaussien d'amplitude transverse dans le plan d'abscisse  $z$  (à  $\frac{1}{e^2}$  si on considère le profil d'intensité : dans la formule ci-dessous,  $I = \frac{I_0}{e^2}$  pour  $r=\omega$ ).

$$I(r, z) = I_0(z) e^{\frac{-2r^2}{\omega^2(z)}} \tag{I.8}$$

- Le faisceau « s'étale » transversalement au cours de la propagation, tandis que son amplitude sur l'axe diminue (conservation de l'énergie). Le profil reste toujours gaussien.
- La taille du faisceau à l'origine,  $\omega_0$ , est la taille minimale du faisceau qui diverge à partir de ce point (voir figure I.3 ). On appelle « **waist** », ou encore « col » ou « taille », cette dimension minimale (NB : le waist désigne bien le *rayon* minimal du faisceau. Le diameter est évidemment donné par  $2\omega_0$ )
- Au waist, on a vu que le front d'onde était localement plan (de rayon de courbure infini).



**Figure I.3 :** Propriétés d'un faisceau gaussien.

- La divergence du faisceau est mesurée par la limite pour  $z$  tendant vers l'infini de

$$\frac{\omega}{z} : \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\omega}{z} = \frac{\omega_0}{Z_R} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} = \tan(\theta) \text{ soit pour une faible divergence } \tan(\theta) = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \approx \theta$$

- Les propriétés « gaussiennes » du faisceau laser s'expriment essentiellement à proximité du waist. En effet, lorsque  $z$  tend vers l'infini, le rayon de courbure complexe s'identifie à  $R$  et on retrouve une onde sphérique.
- La longueur de Rayleigh est la distance (comptée en partant du waist) au bout de laquelle la taille du faisceau a augmenté d'un facteur  $\sqrt{2}$  (ou encore que sa surface a doublé). C'est un paramètre important car il définit (un peu arbitrairement) la distance sur laquelle le faisceau laser garde une taille relativement constante (comprise entre  $\omega_0 e$  et  $\omega_0 \sqrt{2}$ ) voir figure I.3 . [6]

### I.7 Les modes d'ordre supérieur:

Nous avons considéré dans ce qui précède une seule solution de l'équation d'onde par axiale, à savoir le mode fondamental gaussien. Il existe d'autres solutions, appelées « modes d'ordre supérieur », qui peuvent être soit une fonction Hermite-Gauss ou Laguerre-Gauss. Ces modes ont une importance considérable dans des lasers pratiques et dans des analyses optiques des faisceaux.[7]

#### I.7.1 Les modes scalaires :

##### I.7.1 .a Les modes Hermite-Gauss :

La solution de l'équation d'onde dans les coordonnées rectangulaires a la forme d'une fonction Hermite-gaussienne. Ainsi, le mode Hermite-gauss le plus bas est un mode gaussien. 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 :

$$E_{mn}(x, y; z) = A[R(z)] \times H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right) \times H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right) \times \exp\left[-ik \frac{x^2+y^2}{2R(z)}\right] \quad (\text{I.9})$$

Où  $H_n$  Certains polynômes de Hermite d'ordre inférieur sont donnés par :



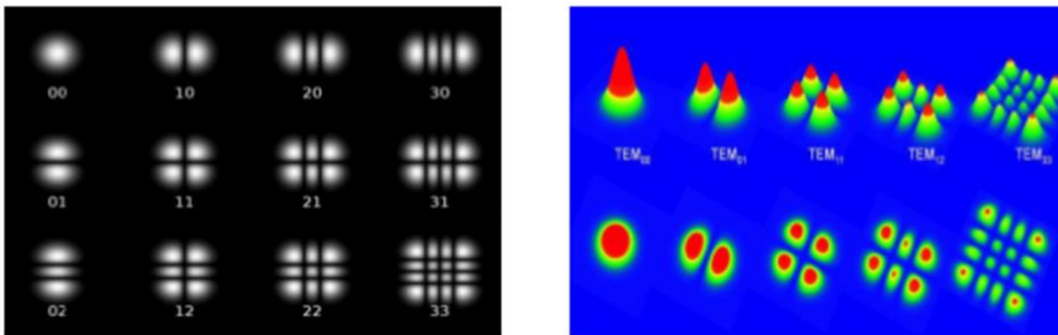
- $H_0(x) = 1$
  - $H_1(x) = x$
  - $H_2(x) = 4x^2 - 2$
  - $H_3(x) = 8x^3 - 12x$
- (I.10)

Tel que :

A : est la distribution du champ électrique.

Les ordres latéraux m et n donnent le nombre de lignes nodales perpendiculaires aux axes x y.

R : Le rayon de courbure du front d'onde.[8]



**Figure I.4 :** Répartition spatiale de l'énergie pour les modes Hermite-Gauss (modes d'ordre supérieurs à symétrie rectangulaire).

### I.7.1 .b Les Modes Laguerre-Gauss :

On peut également résoudre l'équation différentielle dans les coordonnées cylindriques avec une condition aux limites de symétrie radiale. La solution de l'équation d'onde dans les coordonnées cylindriques a la forme d'une fonction Laguerre ; Ainsi, la solution est appelé mode de faisceau Laguerre-Gauss. Dans les coordonnées cylindriques, le champ électrique se propageant dans la direction z est donnée par :

$$\frac{\partial^2 E(r, \varnothing, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E(r, \varnothing, z)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E(r, \varnothing, z)}{\partial \varnothing^2} + \frac{\partial^2 E(r, \varnothing, z)}{\partial z^2} + k^2 E(r, \varnothing, z) = 0 \quad (I.11)$$

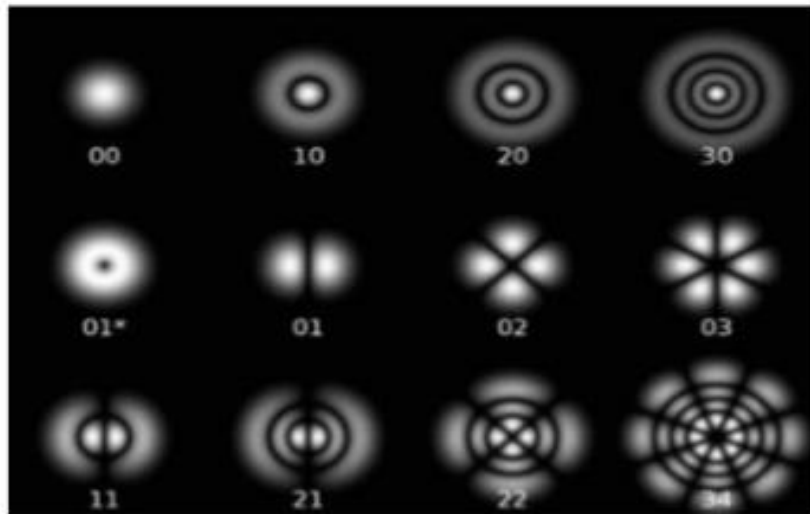
La solution pour l'équation différentielle (I.12) a la forme de polynômes de Laguerre. A ce titre, la solution de l'équation différentielle est donnée par

$$E_{mn}(r, \varphi, z) = E_0 \left( \frac{\sqrt{2r(z)}}{\omega(z)} \right)^n \times L_m^n \left( \frac{2r^2(z)}{\omega^2(z)} \right) \times \begin{cases} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{cases} \times \exp \left( -\frac{r^2(z)}{\omega^2(z)} \right) \quad (\text{I.12})$$

Certains polynômes de Laguerre sont donnés par

- $L_0^1(x) = 1$
- $L_1^1(x) = 1 + 1 - x$
- $L_2^1(x) = 0.5(1 + 1)(1 + 2) - (1 + 2)x + 0.5x^2$  (I.13)
- $L_3^1(x) = \frac{(1+1)(1+2)}{6} - 0.5(1 + 2)(1 + 3)x + 0.5(1 + 3)x^2 - \frac{x^3}{6}$

La figure (I.5) montre certains modes de faisceau LG ( $l=p=0$ ) dans les coordonnées cylindriques. Notez que pour le faisceau Laguerre-Gauss, le mode de faisceau le plus bas est gaussien et aussi appelé le mode fondamental [9].



**Figure I.5** : Répartition spatiale de l'énergie pour les modes Laguerre-Gauss (modes d'ordre supérieurs à symétrie circulaire). [7]

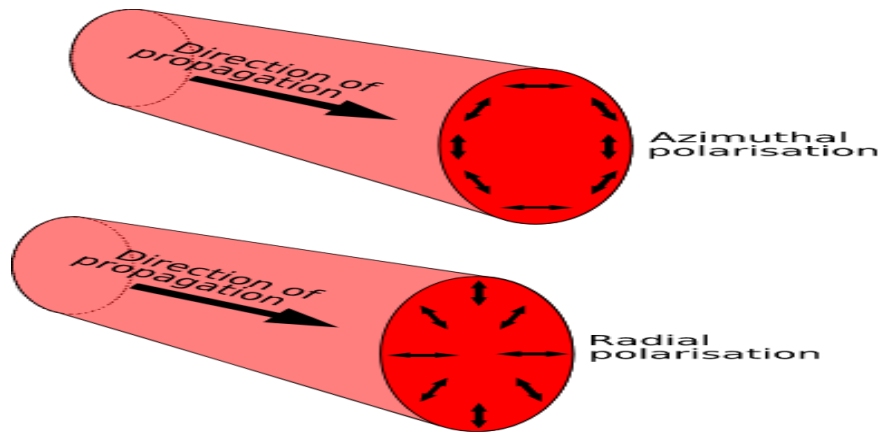
Alors, les caractéristiques des faisceaux Laguerre-Gauss et Hermite Gauss sont fonction des caractéristiques du faisceau gaussien, cela est résumé dans le tableau suivant :

Caractéristiques du faisceau	Faisceau gaussien	Faisceau LaguerreGauss	Faisceau HermiteGauss
La largeur $W$	$W_G$	$W = W_G \sqrt{2p + l + 1}$	$W_x = W_G \sqrt{2m + 1}$ $W_y = W_G \sqrt{2n + 1}$
La divergence $\theta$	$\theta_G$	$\theta = \theta_G \sqrt{2p + l + 1}$	$\theta_x = \theta_G \sqrt{2m + 1}$ $\theta_y = \theta_G \sqrt{2n + 1}$

**Tableau.I.1 :** Caractéristiques des faisceaux  $LG_p^l$  et  $HG_m^n$  en fonctions des caractéristiques du faisceau gaussien.

### I.9 Polarisation radiale et azimutale:

Un faisceau laser à polarisation circulaire peut être converti en polarisation radiale ou azimutale par une plaque de phase en spirale micro fabriquée et un analyseur linéaire de type radial (ou azimutal). La polarisation résultante est axialement symétrique et est capable de produire des champs lumineux étroitement focalisés au-delà de la limite de diffraction. Nous décrivons en détail la théorie derrière la technique et la vérification expérimentale de la polarisation à la fois dans le champ lointain et au foyer d'une lentille à haute ouverture numérique. Les propriétés vectorielles du faisceau dans des conditions de forte focalisation ont été observées en comparant les images de fluorescence correspondant à la distribution d'intensité focale pour les polarisations radiale et azimutale. La technique discutée ici peut facilement être mise en œuvre pour une large gamme d'instruments et de dispositifs optiques qui nécessitent l'utilisation de faisceaux lumineux étroitement focalisés.[8]



**Figure I.6 :** Faisceaux laser à polarisation azimuthale et radiale .

### II.1.1 Introduction

Dans cette partie on va démontrer comment créer des structures particulières de champs électriques et magnétiques en superposant des faisceaux lasers ayant des structures préliminaires et prédéfinies. Les faisceaux lasers de base utilisés pour créer ces différentes structures vectorielles sont caractérisés par des distributions d'intensités transversales de type Hermite-Gauss. L'outil de base utilisé pour toutes les simulations et le langage Wolfram Mathematica.

### II.1.2 Les faisceaux Hermite-Gauss $HG_{n0}$ :

L'expression du champ électrique des faisceaux Hermite-Gauss est donnée par :

$$E(x, y, z) = H_m \left( \sqrt{2} \frac{x}{\omega} \right) H_n \left( \sqrt{2} \frac{y}{\omega} \right) e^{-j(p + \frac{k}{2q} + (x^2 + y^2))} \quad (\text{II.1})$$

$$P = - \frac{j}{z + j \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \right)} \quad (\text{II.2})$$

Avec :

- $H_m$  est le polynôme d'Hermite d'ordre m
- $\omega_0$  est la taille minimale du faisceau
- $\omega$  est La largeur du faisceau à la distance de propagation z
- Les ordres latéraux m et n donnent le nombre de lignes nodales perpendiculaires aux axes x et y
- $p(z)$  représente le déphasage complexe du faisceau qui décrit la variation associée à la propagation du faisceau lumineux

### II.1.3 Simulation des distributions du champ :

Dans cette partie on va simuler la superposition des faisceaux Hermite-Gauss orientés sur différentes axes (x et y), en commençant par le premier ordre, puis on passera aux ordres supérieurs.

La distribution du champ électrique orienté vers l'axe x est donnée par :

$$E_x = x \left( e^{\frac{x^2}{\omega_0^2}} \right) \left( e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) \quad (\text{II.3})$$

La distribution du champ électrique orienté vers l'axe y est donnée par :

$$E_y = (e^{\frac{y^2}{\omega_0^2}})(e^{-\frac{x^2}{\omega_0^2}}) \quad (\text{II.4})$$

Leurs intensités correspondantes sont données par le carré de leurs modules comme suit :

$$I_x = E_x^2 = (x^2 e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}})^2 \quad (\text{II.5})$$

$$I_y = E_y^2 = (y^2 e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}})^2 \quad (\text{II.6})$$

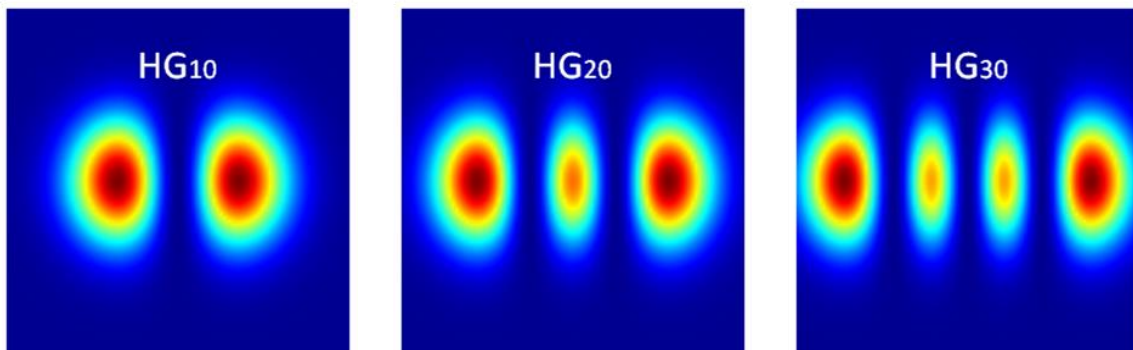
La sommation des intensités orientées suivant x et y donne ce qu'on appelle une direction radiale du champ électrique :

$$I_x + I_y = E_x^2 + E_y^2 = (x^2 e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}})^2 + (y^2 e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}})^2 \quad (\text{II.7})$$

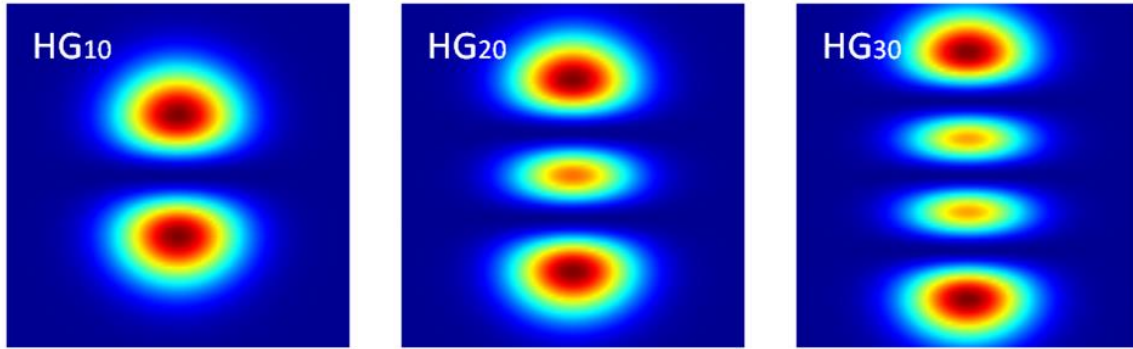
On a :  $(x^2 + y^2) = r^2 \quad (\text{II.8})$

Donc :  $I_x + I_y = r^2 e^{-\frac{r^2}{\omega_0^2}} \quad (\text{II.9})$

La Figure.1 représente les images d'intensités des trois premiers ordres du faisceau HG (HG), leurs champs sont orientés vers l'axe des 'x'. Dans la Figure .2, on représente les images d'intensités des trois premiers ordres du faisceau HG (HG) mais leurs champs sont orientés vers l'axe des 'y'

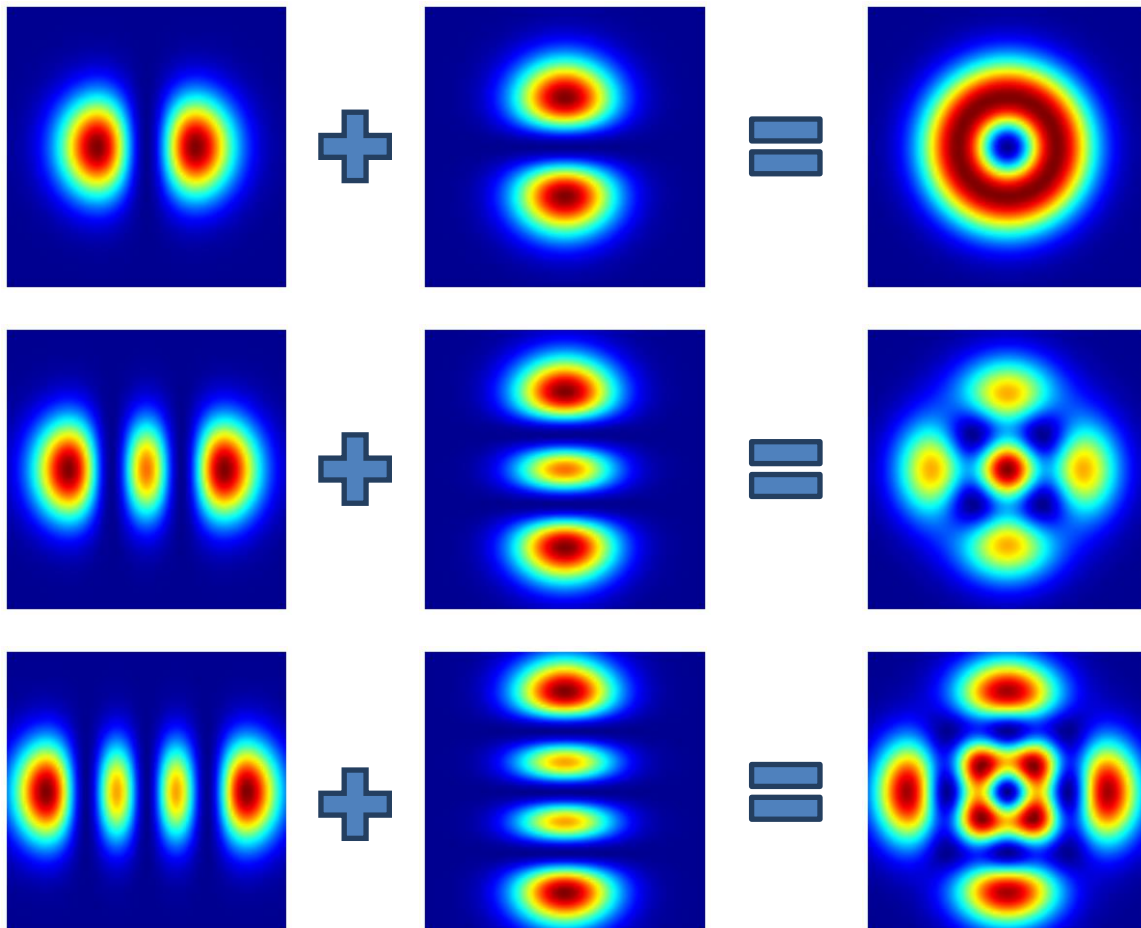


**Figure II.1** : Distribution d'intensité des faisceaux Hermite Gauss : HG<sub>10</sub>, HG<sub>20</sub>,HG<sub>30</sub>, leurs champs sont orientés selon l'axe 'x'.



**Figure II.2** : Distribution d'intensité des faisceaux Hermite Gauss : HG<sub>10</sub>, HG<sub>20</sub>,HG<sub>30</sub>, leurs champs sont orientés selon l'axe 'y'.

Après superposition orthogonale des faisceaux Hermite Gauss mais orientées vers l'axe des 'x' et des 'y' on aura des faisceaux ayant des distributions particulières d'intensité (Figure.3) et d'orientations particulières du champ électrique et magnétique :

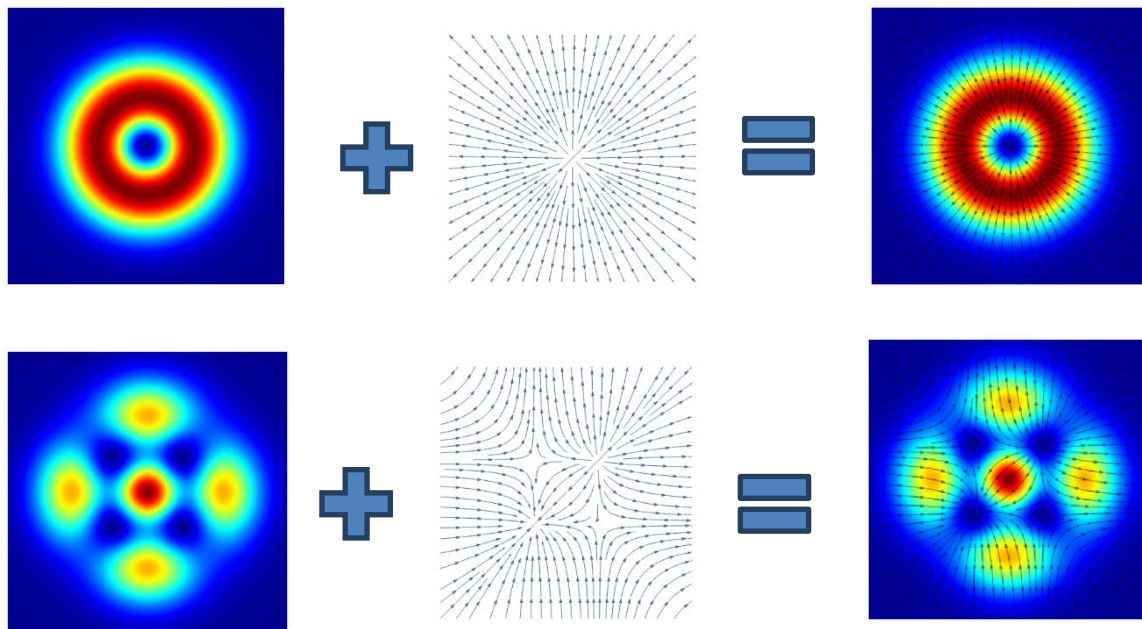


**Figure II.3 :** Intensités résultantes de la superposition des composantes orthogonales des faisceaux (  $HG_{10}$ ,  $HG_{20}$ ,  $HG_{30}$ ).

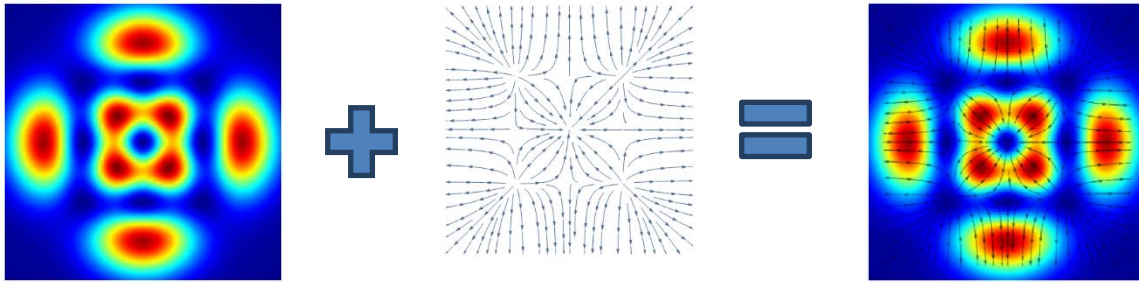
Dans la figure II.3 on a pu représenter les intensités résultantes de la superposition des composantes orthogonales de certains ordres de faisceaux Hermite-Gauss. Dans cette section on va associer à la représentation es intensités, la représentation des orientations des champs électrique et puis dans les sections suivantes aussi les orientations des champs magnétiques.

### II.1.4 Représentation vectorielle des champs électriques :

La figure II.4 représente certaines structures vectorielles des champs électriques résultants de la superposition des composantes orthogonales du champ HG pour trois ordres différents.



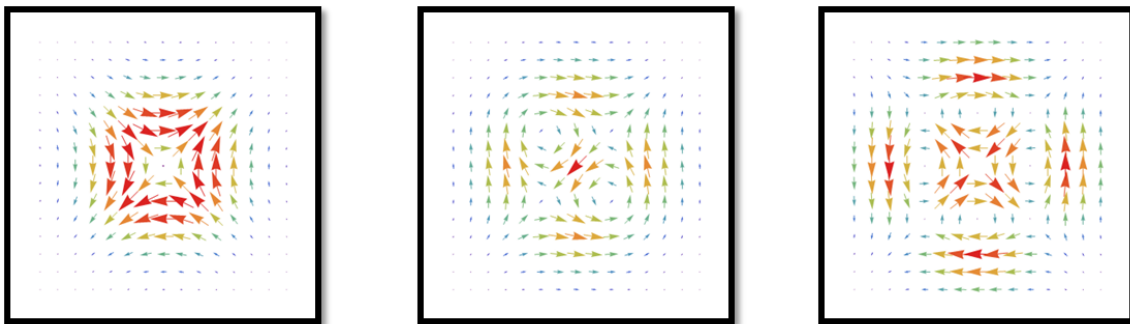




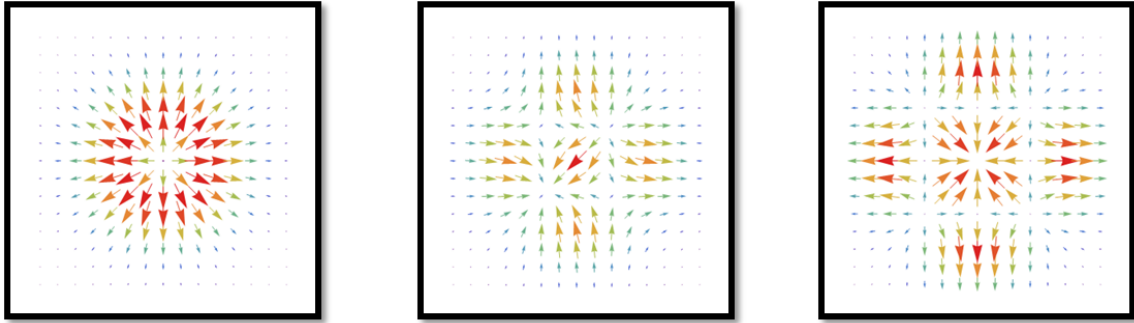
**Figure II.4** : Représentation vectorielle des champs électriques (  $HG_{10}$ ,  $HG_{20}$ ,  $HG_{30}$ ).

Il est à noter que la superposition des composantes orthogonales du champ HG est commutative en termes d'intensité, c-à-d l'ordre dans la superposition n'affecte pas la distribution de l'intensité, tandis que pour l'orientation du champ électrique l'ordre est très important, et affecte la distribution ainsi que l'orientation du champ électrique.

La figure II.5 représente les orientations des composantes du champs électrique des faisceaux HG des trois premiers ordres ( $HG_{10}$ ,  $HG_{20}$ ,  $HG_{30}$ ), telle que la composante orientée vers l'axe 'x' est en premier lieu, puis la composante orienté vers 'y' . Par contre dans la figure II.6, la composante orientée vers 'y' est considérée la première puis la composante orientée vers 'x' est considérée la seconde. A partir des deux figures on constate que les orientations des vecteurs champs électriques sont bien dépendantes de l'ordre de la superposition. On a dans figure II.5 des orientations diagonales et azimutales, et dans la figure II.6 des orientations radiales.

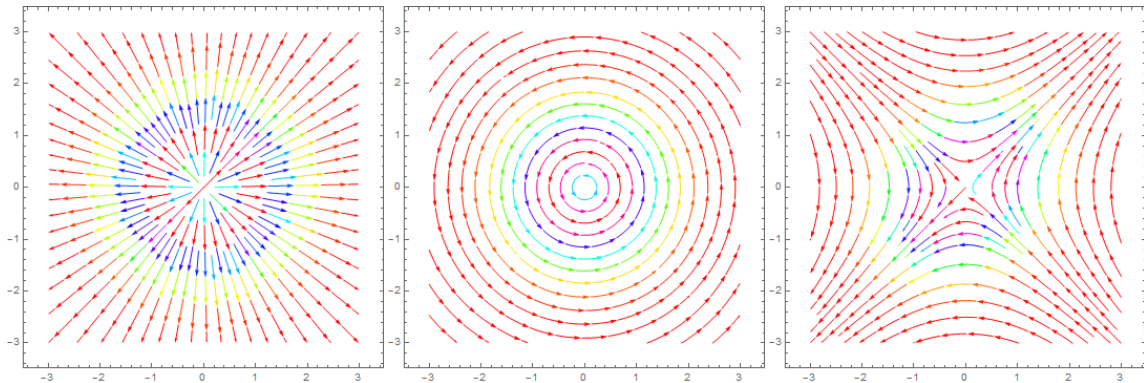


**Figure II.5** : Orientations des composantes du champ (  $HG_{10}$ ,  $HG_{20}$ ,  $HG_{30}$  )  $x,y$  .



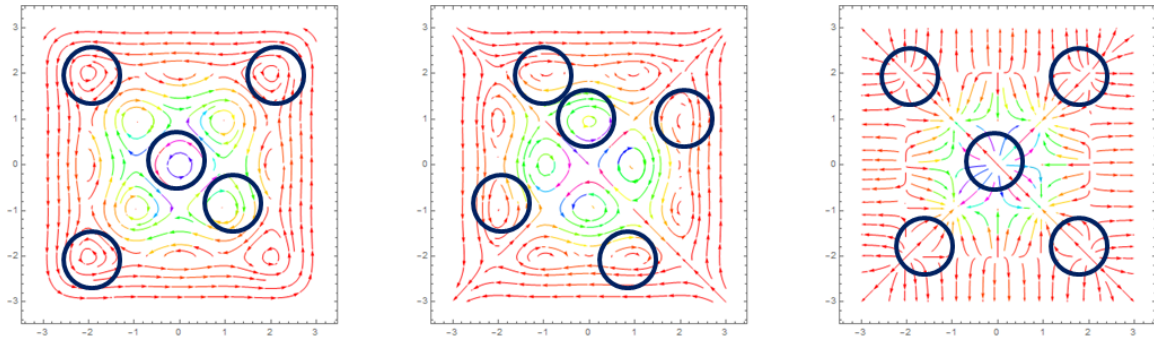
**Figure II.6 :** Orientations des composantes du champ (  $HG_{10}$ ,  $HG_{20}$ ,  $HG_{30}$ )  $y,x$ .

Pour détailler un peu cette notion d'orientation des composantes des champs électriques, on prend un seul exemple celui du faisceau Hermite-Gauss du premier ordre  $HG_{10}$ , cette fois on va montrer comment manipuler leurs orientations en jouant sur l'ordre et la direction initiale du champ.



**Figure II.7 :** Différentes orientations du champ électrique ( $HG_{10}$ ) obtenues par la superposition de leurs composantes orthogonales. (a) radiale. (b) azimutale, et (c) mixte.

La superposition des ordres supérieurs les faisceaux HG d'ordres 5 donne des structures très particulières et complexes, à travers la figure II.8 on constate la production de certains points singuliers des champs électriques, là où la direction n'est pas définie. Il est à noter que ce genre de structure est très intéressant dans le domaine de la topologie des ondes électromagnétiques, il trouve des applications dans pas mal de domaine, comme la télécommunication, etc.....



**Figure II.8** : Structure obtenues à partir de la superposition des composantes des champs électriques du faisceau ( $HG_{50}$ ).

## II.2.1 calcul du champ magnétique des faisceaux Hermite-gauss :

Comme on a vu dans la section précédente les différentes composantes du champ électrique qui forment les structures vectorielles (boucles et singularités). Dans cette section on va utiliser les équations de Maxwell pour calculer leurs composantes du champ magnétiques.

Pour notre calcul, nous définissons d'abord les vecteurs d'induction de champ électrique et de champ magnétique en coordonnées cartésiennes.

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_x \vec{i} + \vec{E}_y \vec{j} + \vec{E}_z \vec{k} \quad (\text{II.10})$$

$$\vec{B}(x, y, z, t) = \vec{B}_x \vec{i} + \vec{B}_y \vec{j} + \vec{B}_z \vec{k} \quad (\text{II.11})$$

## II.2.2 Composants du champ électrique :

Pour une onde électromagnétique transverse se propageant dans l'espace libre, les composantes du champ électrique oscillantes suivant les directions x et y sont données par

$$\vec{E}_x = H_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right) e^{-\frac{x^2}{\omega_0^2}} e^{j(\omega t - kz)} \quad (\text{II.12})$$

$$\vec{E}_y = H_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} y \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} e^{j(\omega t - kz)} \quad (\text{II.13})$$

Nous pouvons obtenir  $E_z$  par la loi de gauss dans l'espace libre. Ainsi, nous vérifions la relation suivante :

$$\vec{E}_z = - \int \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial y} dz \implies \vec{E}_z = - \frac{\partial}{\partial y} \int \vec{E}_y dz \quad [9] \quad (\text{II.14})$$

Cependant, l'éq. (II.14) est en coordonnées cylindriques, donc la dérivation n'est pas simple. Ainsi, après avoir effectué un changement de coordonnées pour obtenir  $E_z$ , on considère d'abord l'intégration de  $E_y$  sur z. En ordre pour obtenir une solution analytique plus simple pour cette intégrale. On obtient :

$$E_z = - \int \left[ H_n' \left( \frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) + H_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0^3} y^2 e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) \right] e^{j(\omega t - kz)} dz \quad (\text{II.15})$$

Ainsi, le composant  $E_z$  doit être égal à :

$$E_z = - \int \left[ H_n' \left( \frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) + H_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0^3} y^2 \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} dz \quad (\text{II.16})$$

On va considérer en premier lieu un cas simple d'ordre inférieur  $n = 2$

Le polynôme d'Hermite d'ordre 2 s'écrit comme suit  $H_2(y) = 4 \left( \frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} \right)^2 - 2$

Après substitution dans l'équation (II.16) on trouve

$$E_z = - \int \left[ \left( \frac{16y}{\omega_0^2} \right) \left( \frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) + \left( \frac{8y^2}{\omega_0^2} - 2 \right) \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0^3} y^2 \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} dz \quad (\text{II.17})$$

Après calcul l'expression du champ électrique suivant z est donnée par :

$$E_z = \frac{1}{k} \left[ \left( \frac{16y}{\omega_0^2} \right) \left( \frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) + \left( \frac{8y^2}{\omega_0^2} - 2 \right) \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0^3} y^2 \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} \quad (\text{II.18})$$

### II.2.3 Composants du champ magnétique :

Dans le cas des composants du champ magnétique, on peut utiliser La loi de Faraday dans l'espace libre comme suit:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \vec{B} = - \int (\vec{\nabla} \times \vec{E}) dt \quad (\text{II.19})$$

Nous devons d'abord trouver la rotation de la fonction, puis appliquer la loi de Faraday. Cependant, le seul terme qui sera intégré est  $e^{-i\omega t}$ , étant fonction de t :

$$\vec{B} = - [\vec{\nabla} \times \vec{E}(x, y, z,)] \int e^{-i\omega t} dt \quad (\text{II.20})$$

Par conséquent, le champ  $\vec{B}$  peut être défini comme :

$$\vec{B} = \frac{1}{i\omega} (\vec{\nabla} \times \vec{E}(x, y, z, t)) \quad (\text{II.21})$$

Enfin, il suffit de calculer le rotationnel pour obtenir le champ magnétique.

$$\text{rot } \vec{E} = \vec{\nabla} \wedge \vec{E} \quad (\text{II.22})$$

La formule de rotationnel est sous la forme suivante :

$$\text{rot } \vec{E} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} \vec{E}_x \\ \vec{E}_y \\ \vec{E}_z \end{pmatrix} \quad (\text{II.23})$$

$$\text{rot } \vec{E} = \left( \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left( \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left( \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} \right) \vec{k} \quad (\text{II.24})$$

Après l'application de la loi de maxwell faraday on trouve :

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} = & \left[ \frac{1}{k} \left[ \left( \frac{60\sqrt{2}y}{\omega_0^3} - \frac{120\sqrt{2}y^3}{\omega_0^5} + \frac{32\sqrt{2}y}{\omega_0^7} \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} - \right. \\ & \left. jkH_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} y \right) e^{-\frac{y^2}{\omega^2}} e^{j(\omega t - kz)} \right] \vec{i} + \left[ -jkH_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right) e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} e^{j(\omega t - kz)} \right] \vec{j} \end{aligned} \quad (\text{II.25})$$

A partir de l'équation (II.25) on déduit  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  :

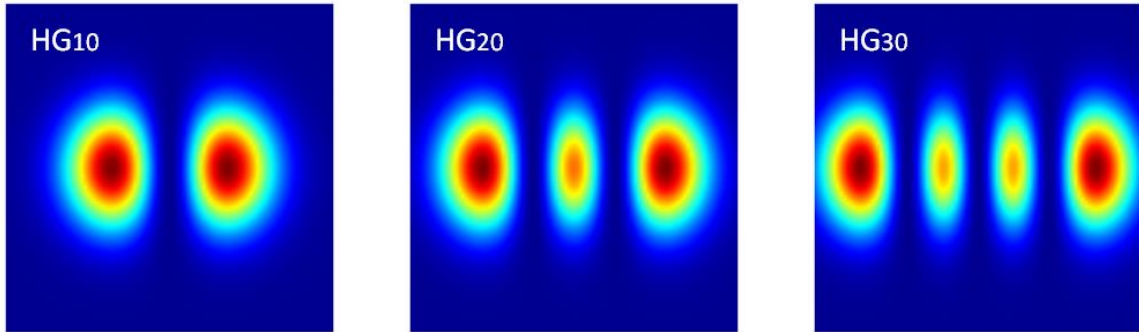
$$\vec{B}_x = \frac{1}{k} \left[ \left( \frac{60\sqrt{2}y}{\omega_0^3} - \frac{120\sqrt{2}y^3}{\omega_0^5} + \frac{32\sqrt{2}y}{\omega_0^7} \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} - jkH_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} y \right) e^{-\frac{y^2}{\omega^2}} e^{j(\omega t - kz)} \quad (\text{II.26})$$

$$\vec{B}_y = -jkH_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right) e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} e^{j(\omega t - kz)} \quad (\text{II.27})$$

$$\vec{B}_z = 0 \quad (\text{II.28})$$

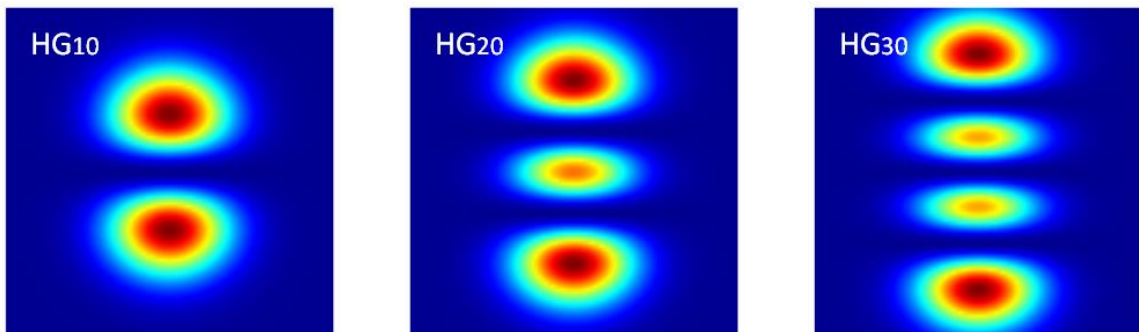
## II.2.4 Simulation des distributions du champ magnétique :

Figure II.11 : représente les images d'intensités du champ magnétique des trois premiers ordres du faisceau HG ( $HG_{10}$ ,  $HG_{20}$ ,  $HG_{30}$ ) orientées vers l'axe des 'x'.



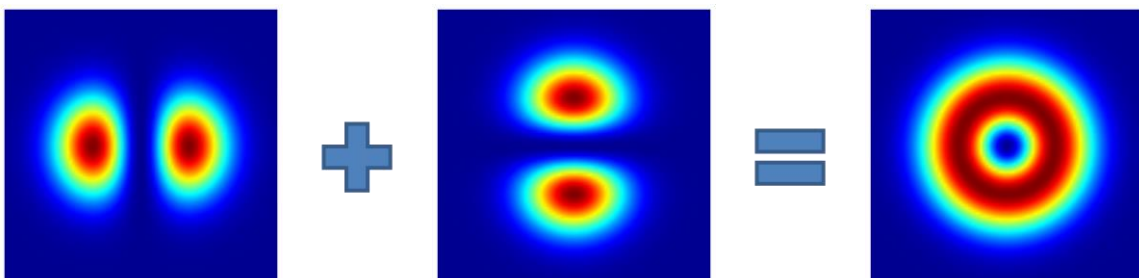
**Figure II.9** : Distribution d'intensité du champ magnétique des faisceaux Hermite  
Gauss : HG<sub>10</sub>, HG<sub>20</sub>,HG<sub>30</sub>, orientés selon l'axe 'x'.

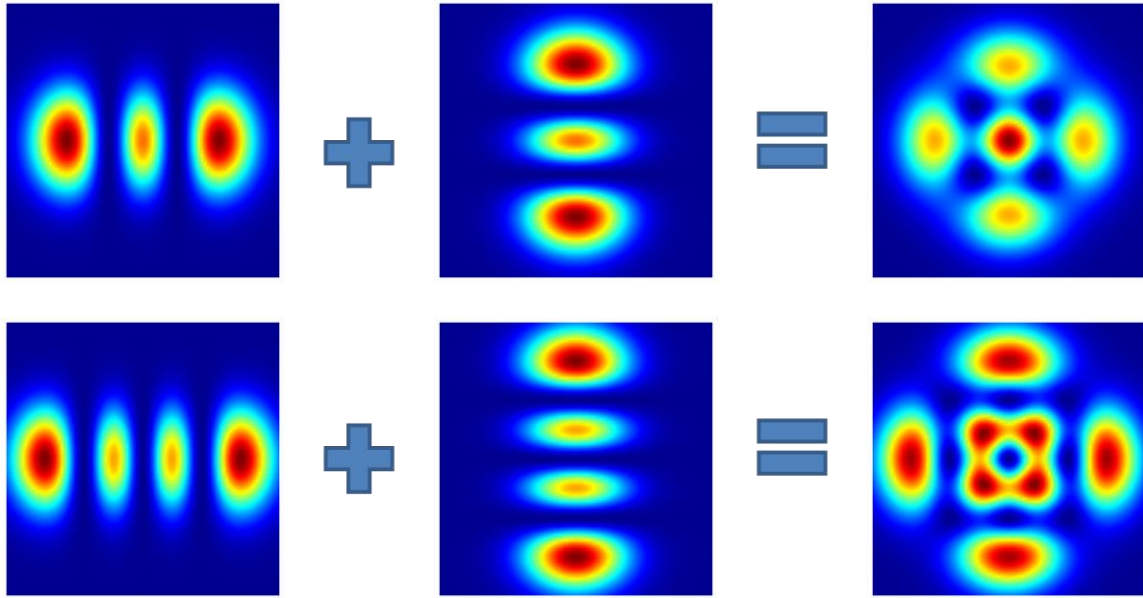
Dans la Figure II.12 , on représente les images d'intensités du champ magnétique des trois premiers ordres du faisceau HG (HG<sub>10</sub>, HG<sub>20</sub>,HG<sub>30</sub>) mais orientées vers l'axe des 'y'.



**Figure II.10** : Distribution d'intensité du champ magnétique des faisceaux Hermite  
Gauss : HG<sub>10</sub>, HG<sub>20</sub>,HG<sub>30</sub>, orientés selon l'axe 'y'.

La figure II.13 représente la distribution du champ magnétique des faisceaux Hermite Gauss (HG<sub>10</sub>, HG<sub>20</sub>,HG<sub>30</sub>) après la superposition orthogonale orientés selon l'axe 'x' et l'axe 'y' sur une seule image .

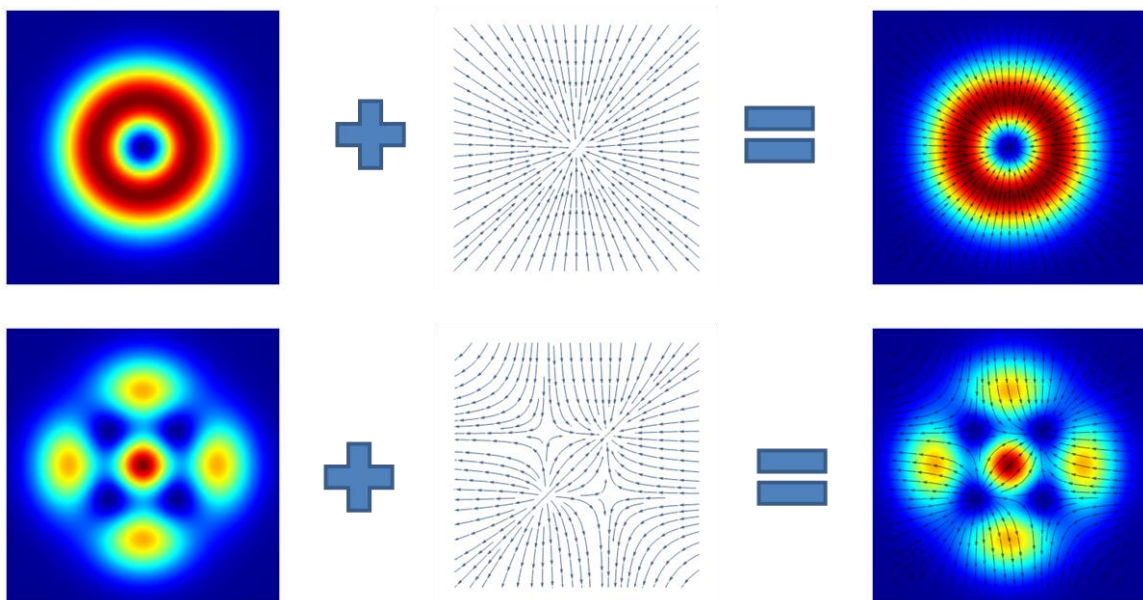




**Figure II.11** : Intensités du champ magnétique résultantes de la superposition des composantes orthogonales des faisceaux (HG<sub>10</sub>, HG<sub>20</sub>, HG<sub>30</sub>).

### II.2.5 Représentation vectorielle des champs magnétiques :

La figure II.14 représente certaines structures vectorielles des champs magnétiques résultants de la superposition des composantes orthogonales du champ HG pour trois ordres différents (HG<sub>10</sub>, HG<sub>20</sub>, HG<sub>30</sub>).





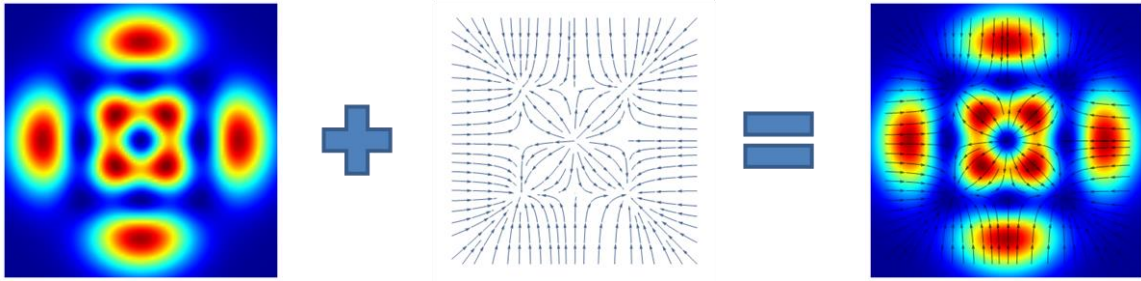
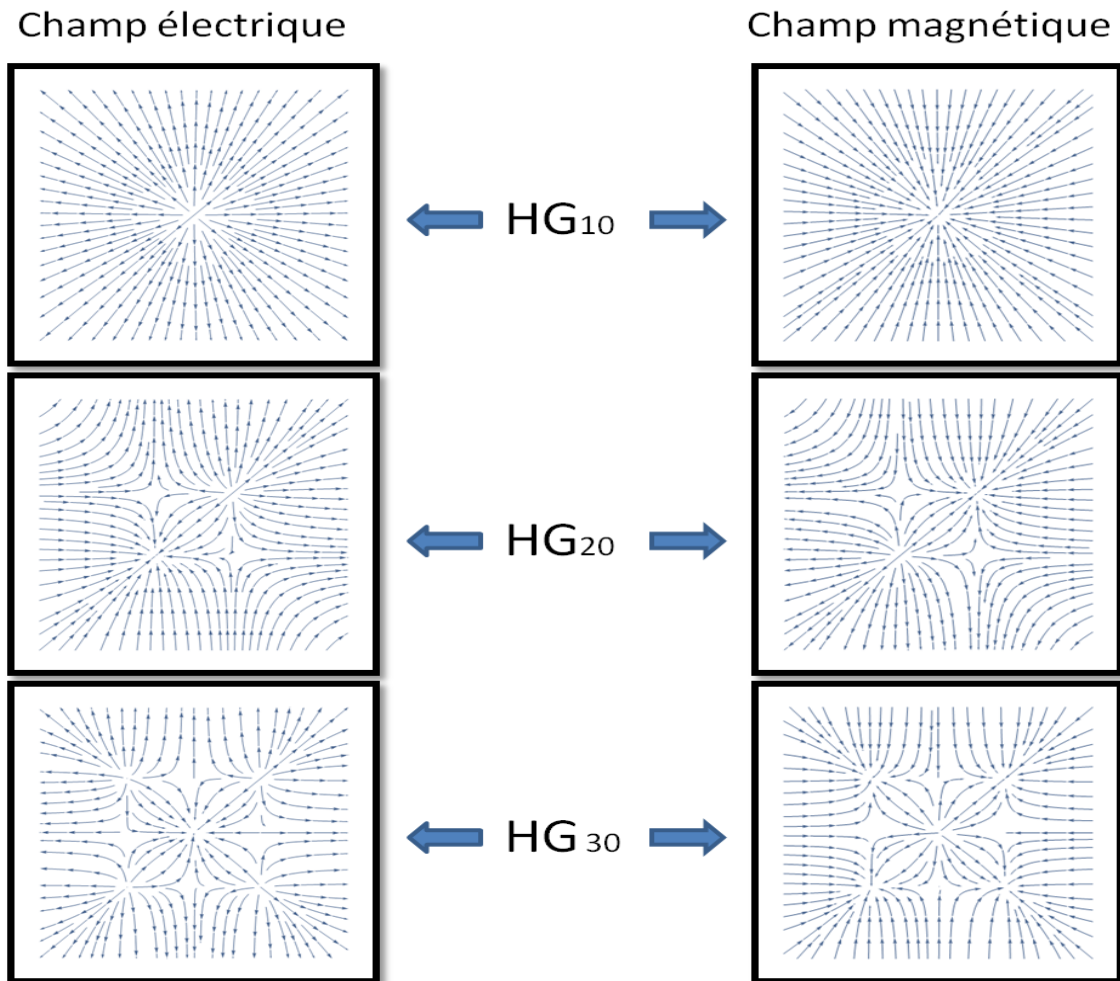


Figure II.12 : Représentation vectorielle des champs magnétiques (  $HG_{10}$ ,  $HG_{20}$ ,  $HG_{30}$ ).

### II.2.6 Représentation du champ électromagnétique :

La figure II.15 représente le champ électrique et le champ magnétique on conclut que le champ magnétique est perpendiculaire sur le champ électrique.



**Figure II.13** : Comparaison entre la représentation vectorielle du champ électrique et magnétique (HG<sub>10</sub>,HG<sub>20</sub>,HG<sub>30</sub>).

### II .3.1 : Vecteur de Poynting :

En physique, le vecteur Poynting est la densité de flux liée à la propagation de l'onde électromagnétique. Sa direction est la direction de propagation. On le symbolisé  $\vec{S}$ .

On peut donc affirmer que les composantes des vecteurs champs électrique et magnétique sont  $\vec{E}_x$  donné par l'équation (12);  $\vec{E}_y$  donné par l'équation (13);  $\vec{E}_z$  donné par l'équation (16) et (18);  $\vec{B}_x$  donné par l'équation (26);  $\vec{B}_y$  donné par l'équation (27);  $\vec{B}_z = \vec{0}$ . Avec cela, nous pouvons construire les composants du vecteur de Poynting moyen dans le temps.

$$\vec{S}(x, y, z, t) = \vec{S}_x \vec{i} + \vec{S}_y \vec{j} + \vec{S}_z \vec{k} \quad (\text{II.29})$$

En appliquant le rotationnelle aux composantes de E et B, on obtiendra les composantes suivantes du vecteur S :

$$\vec{S} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \quad (\text{II.30})$$

Donc :

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} [(\vec{E}_y \vec{B}_z - \vec{E}_z \vec{B}_y) \vec{i} + (\vec{E}_z \vec{B}_x - \vec{E}_x \vec{B}_z) \vec{j} + (\vec{E}_x \vec{B}_y - \vec{E}_y \vec{B}_x) \vec{k}] \quad (\text{II.31})$$

Lorsque on applique l'équation (II.31) on trouve que :

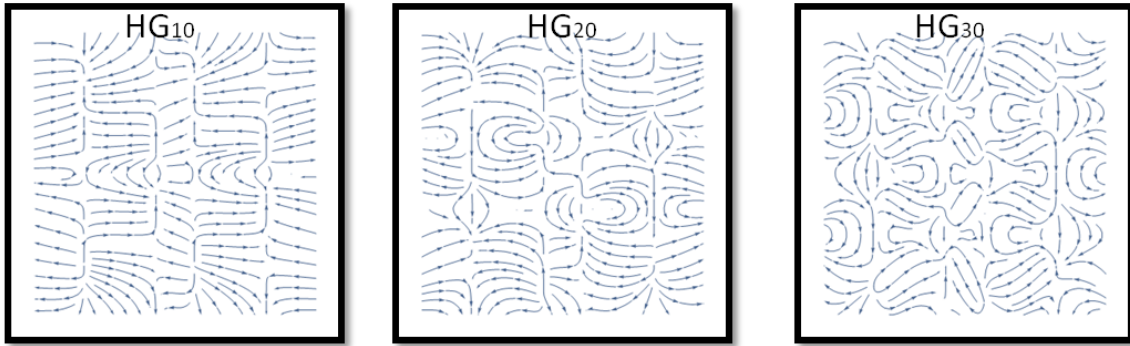
$$S_x = -jkH_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right) e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} e^{-\frac{y^2}{\omega^2}} \left( \frac{28\sqrt{2}y^2}{\omega_0^2} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0} - \frac{16\sqrt{2}y^4}{\omega_0^5} \right) \quad (\text{II.32})$$

$$S_y = -jH_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right) e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} e^{-\frac{2y^2}{\omega^2}} \left( \frac{28\sqrt{2}y^2}{\omega_0^2} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0} - \frac{16\sqrt{2}y^4}{\omega_0^5} \right) \left( \frac{60\sqrt{2}y}{\omega_0^3} - \frac{120\sqrt{2}y^3}{\omega_0^5} + \frac{32\sqrt{2}y}{\omega_0^7} \right) e^{j(\omega t - kz)} - k^2 H_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right) H_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} y \right) e^{-\frac{x^2}{\omega^2}} e^{-\frac{2y^2}{\omega^2}} \left( \frac{28\sqrt{2}y^2}{\omega_0^2} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0} - \frac{16\sqrt{2}y^4}{\omega_0^5} \right) e^{j(\omega t - kz)} \quad (\text{II.33})$$

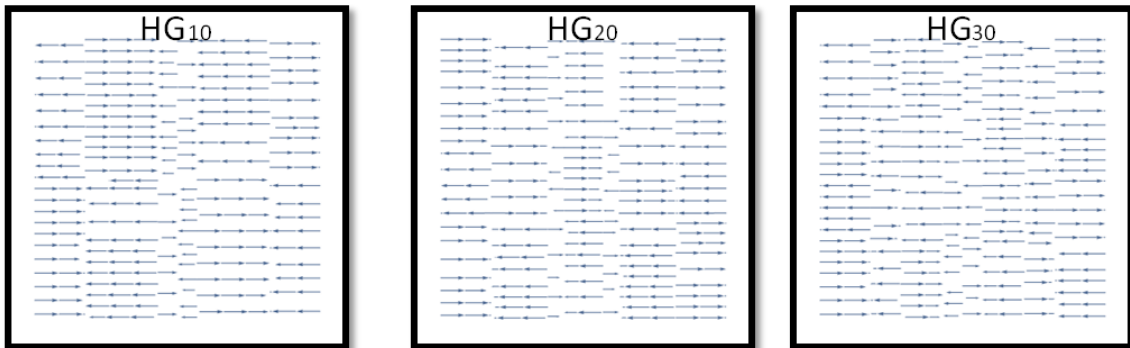
$$S_z = jk \left( H_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right) e^{-\frac{x^2}{\omega_0^2}} \right)^2 - jk \left( H_n \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} y \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right)^2 + \left( \frac{H_n}{k} \left( \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} y \right) \left( e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right)^2 \left( \frac{60\sqrt{2}y}{\omega_0^3} - \frac{120\sqrt{2}y^3}{\omega_0^5} + \frac{32\sqrt{2}y}{\omega_0^7} \right) \right) \quad (\text{II.34})$$

### II.3.2 Simulation du vecteur Poynting :

Les figures (II.14),(II.15) représentent la simulation de la représentation vectorielle du vecteur poynting .



**Figure II.14 :** Représentation vectorielle du vecteur Poynting ( HG10,HG20,HG30) x,z.



**Figure II.15 :** Représentation vectorielle du vecteur Poynting ( HG10,HG20,HG30) y,z.

## Conclusion générale

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un projet de fin d'étude pour l'obtention d'un diplôme de Master en commande électrique.

Le sujet concerne une étude de structuration des orientations des champs électriques (et magnétique) contenus dans les plans transverses des faisceaux lasers. La méthode utilisée est basée sur la superposition incohérente de certaines modes propres de la propagation libres. Comme exemple, on a choisi les modes Hermite-Gauss pour la réalisation de la superposition (il est aussi possible d'utiliser d'autres modes comme les modes Laguerre-Gauss).

Les résultats obtenus dans ce mémoire sont ; des structures de polarisation radiale et azimutale, ainsi que des structures complexes contenant des singularités et des vortex de polarisation.

Les structures de polarisations montrées à travers ce mémoire sont très utiles dans beaucoup d'applications. On les trouve dans, le micro-usinage, l'imagerie médicale et microscopie, télécommunication optique et cryptage de l'information etc.....

## **Bibliographie :**

[1] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Laser>.

[2] Bencheikh, A.H., Développement d'une technique d'analyse de la phase dans les lasers et interférogrammes, thèse de Doctorat, IOMP, UFA Sétif, pp.2-4, 2012.

[3] Tae, M.J., Jongmin, L., Laser Beam Diagnostics in a Spatial Domain, Laser Pulse Phenomena and Applications. Dr. F. J. Duarte, 2010.

[4] Belaissaoui, A., Résolution de l'équation de l'Helmholtz pour déterminer les paramètres d'un faisceau laser, thèse de Magister, UM Constantine, pp.4,10-12, 2009.

[5] Nicolas, B., Étude de la sélection des structures transverses stationnaires dans les Laser, thèse de Doctorat, Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1, pp.14-15, 11/12 /2014.

[6] [https://acuissot.github.io/Ecole\\_du\\_Waist/Cours/Les\\_faisceaux\\_gaussiens/proprietes\\_des\\_faisceaux\\_gaussiens.html](https://acuissot.github.io/Ecole_du_Waist/Cours/Les_faisceaux_gaussiens/proprietes_des_faisceaux_gaussiens.html)

[7] Sébastien, F., Optique des lasers & faisceaux gaussiens (cours, exercices et exemple d'application), Université Paris Nord/13, pp.17-19, 28-31.

[8] <https://www.osapublishing.org>.

[9] Juliano C.B et al, Analytical method for the description of important obstructed optical beams and the Poisson–Arago spot, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 38, No. 6, June 2021.