

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

Université de Mohamed El-Bachir El- Ibrahim - Bordj Bou Arreridj

Faculté des Sciences et de la technologie

Département d'Electromécanique

Mémoire

Présenté pour obtenir

LE DIPLOME DE MASTER

FILIERE : Electrotechnique

Spécialité : Commande électrique

Par :

- **Mechri Seddik**
- **Gueddoudj Saber**

Intitulé :

***Modélisation Et Simulation De La Superpositions
Des Faisceaux Lasers Vecteur***

Soutenu le : 09/11/2022

Devant le Jury composé de :

Nom & Prénom	Grade	Qualité	Etablissement
M. Medjmadj Slimane	MCB	Président	Univ-BBA
M. Bencheikh Abdelhalim	PR	Encadreur	Univ-BBA
M. Benhanich Abdelhak	MCB	Examineur	Univ-BBA

Année Universitaire 2021/2022

Remerciements

*Avant toute considération, nous remercions le **GRAND DIEU** le tout puissant qui, nous a aidé pour achever ce travail.*

*Notre premiers remerciements à Le Professeur **Bencheikh Abdelhalim**, pour la confiance qu'il nous accordée en acceptant la direction de ce travail, pour les multiples conseils et pour toutes les heures qu'il nous consacrées à diriger cette recherche avec beaucoup de patience et gentillesse.*

Nous remercions également tous les membres de jury pour l'honneur qu'ils nous font en acceptant de présider et examiner ce travail. Nous ne saurons oublier de remercier l'ensemble des enseignants dans notre formation.

Nous remercions aussi notre parents pour leur soutien morale et tout personne de prés ou de loin qui a contribué à la finalisation de ce travail.

Dédicaces

Au nom de dieu clément et miséricordieux après un remerciement sincère au dieu, je dédie ce modeste travail à :

à qui tout les mouts ne peuvent lui rendre hommage, à qui a fait des sacrifices pour que j'arrive à ce point. à qui a été toujours le meilleur guide, symbole de courage et d'amour

mon cher père .

à la source de tendresse et de sacrifice, qui je dois tout le respect pour sa noblesse. à qui m'a encouragé durent mes études

ma chère mère .

À mon frère Saber

Et mes sœurs .

Et je n'oublie pas : Dr B. Bilel , Et Dr : B. Imane

À tout ma famille : MECHRI

À mon collègue : Sabri

À tous mes amis ,

A tous mes enseignants ,

toute ma promotion Master (2021/2022)

À tout qui me connu Je dis Merci.

Seddik .



Dédicaces

Au nom de dieu clément et miséricordieux après un remerciement sincère au dieu, je dédie ce modeste travail à :

à qui tout les mouts ne peuvent lui rendre hommage, à qui a fait des sacrifices pour que j'arrive à ce point. à qui a été toujours le meilleur guide, symbole de courage et d'amour

mon cher père .

à la source de tendresse et de sacrifice, qui je dois tout le respect pour sa noblesse. à qui m'a encouragé durent mes études

ma chère mère .

à mon grand-père et ma grand-mère : Chaaban , Djomara

À mes frères Hichem , Rabah , Oussama

Et mes sœurs Ahlem , Manel

à mon Fiancée Hayet

À tout ma famille : GUEDDOUDJ

À mon collègue : Seddik

À tous mes amis ,

A tous mes enseignants ,

toute ma promotion Master (2021/2022)

À tout qui me connu Je dis Merci.

Saber .



Table des matières

Remerciement	4
Dédicaces	44
Introduction Général.	1
Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.	
1.1. Introduction	5
1.2. Modes spatiaux	6
1.2.1. Le faisceau gaussien	6
1.2.2. Mode de Laguerre Gauss	8
1.2.3. La Relations entre les faisceaux d'Hermite Gauss et de Laguerre Gauss du premier ordre	8
1.3. Les modes de polarisation	9
1.4. Faisceaux vectoriel	10
1.4.1. Description théorique des faisceaux vectoriels du premier ordre	11
1.4.2. Polarisation radiale et azimutale	12
1.4.3. Faisceaux vectoriels anti vortex	14
1.4.4. Faisceaux vectoriels hybrides/mixtes	15
1.5. Les Faisceaux vectoriels d'ordre supérieur	16
1.6. Approches expérimentales	18
1.6.1. Méthodes expérimentales de production	18
1.6.2. Détection de faisceaux vectoriels par projection de polarisation	20
1.7. Faisceaux vectoriels dans des états de lumière non classiques	21
1.8. Conclusion.	23
Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers.	
2.1. Introduction.....	25
2.2. Les faisceaux Hermite-Gauss.....	25
2.3. Simulation des distributions du champ.....	25
2.4. Représentation vectorielle des champs électriques.	28
2.5. Les Orientations des composantes du champ.	30
2.6. Calcul du champ magnétique des faisceaux Hermite-gauss.	33
2.6.1 Composants du champ électrique.	33

Table des matières

2.6.2	Composants du champ magnétique.	34
2.6.3	Simulation des distributions du champ magnétique.	36
2.6.4	Représentation vectorielle des champs magnétiques.	38
2.6.5	Représentation du champ électromagnétique.	39
2.7.	Conclusion.	41
	Conclusion Général	42
	Référence Bibliographies	44

Liste des figures

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

Figure 1.1 : Allure d'une onde gaussienne : répartition de l'éclairement dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

Figures 1.2 : Répartition spatiale de l'énergie dans les modes d'ordre supérieur à symétrie rectangulaire.

Figure 1.3 : Répartition spatiale de l'énergie dans les modes d'ordre supérieur à symétrie circulaire.

Figure 1.4 : La sphère Poincaré est utilisée pour représenter tous les états de polarisation. La latitude code l'ellipticité de l'ellipse de polarisation.

Figure 1.5 : Trois exemples de faisceaux vectoriels cylindriques. Les flèches rouges indiquent l'état local de polarisation, qui est linéaire, mais son orientation change localement.

Figure 1.6 : Les types de modes vectoriels de modes spatiaux du premier ordre.

Figure 1.7 : Poutres vectorielles cylindriques.

Figure 1.8 : Sphère Poincaré montrant le chemin géodésique que l'état de polarisation suit pour les points le long de l'anneau d'un mode vectoriel représenté par l'état.

Figure 1.9 : Les modes de faisceaux vectoriels d'ordre supérieur.

Figure 1.10 : Schéma des méthodes pour produire des faisceaux vectoriels en espace libre.

Figure 1.11 : Les différents types de modes vectoriels et leur projection après passage à travers un polariseur tourné.

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers.

Figure 2.1 : Distribution d'intensité des faisceaux Hermite Gauss : HG_{40} , HG_{50} , HG_{60} , leurs champs sont orientés selon l'axe 'x'.

Figure 2.2 : Distribution d'intensité des faisceaux Hermite Gauss : HG_{40} , HG_{50} , HG_{60} , leurs champs sont orientés selon l'axe 'y'.

Figure 2.3 : Intensités résultantes de la superposition des composantes orthogonales des faisceaux (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}).

Figure 2.4 : Représentation vectorielle des champs électriques (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}).

Figure 2.5 : Orientations des composantes du champ (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}) x, y .

Figure 2.6 : Orientations des composantes du champ (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}) y, x .

Figure 2.7 : Différentes orientations du champ électrique (HG_{40}) obtenues par la superposition de leurs composantes orthogonales. (a) radiale. (b) azimutale, et (c) mixte.

Figure 2.8 : Structure obtenues à partir de la superposition des composantes des champs électriques du faisceau (HG_{110}).

Liste des figures

Figure 2.9 : Distribution d'intensité du champ magnétique des faisceaux Hermite Gauss (HG₄₀, HG₅₀,HG₆₀) , orientés selon l'axe 'x'.

Figure 2.10 : Distribution d'intensité du champ magnétique des faisceaux Hermite Gauss : (HG₄₀, HG₅₀,HG₆₀) orientés selon l'axe 'y'.

Figure 2.11 : Intensités du champ magnétique résultantes de la superposition des composantes orthogonales des faisceaux (HG₄₀, HG₅₀, HG₆₀).

Figure 2.12 : Représentation vectorielle des champs magnétiques (HG₄₀, HG₅₀, HG₆₀).

Figure 2.13 : Comparaison entre la représentation vectorielle du champ électrique et magnétique (HG₄₀,HG₅₀,HG₆₀).

Introduction Général

Introduction Général

À notre époque de haute technologie, la recherche optique est particulièrement importante car les laboratoires du monde entier utilisent les lasers comme outil principal.

Le laser a été découvert en 1960, mais il est le résultat de travaux qui ont commencé en 1887 avec la première cavité de Fabry-Pero et jusqu'à son apparition, et le second point de départ fut la découverte de l'émission stimulée par Einstein en 1917. Ce procédé est la base du fonctionnement du laser, car le laser a occupé une place importante depuis sa découverte dans le domaine technologique qui allait de la recherche fondamentale et appliquée et est devenu l'un des enjeux importants est le contrôle de son émission, sa forme gaussienne, sa propagation et sa découverte, et il s'est présenté comme la solution à de nombreux problèmes.

D'abord le faisceau laser a été décrit par un modèle simple qui est le modèle de faisceau Gaussien, mais comme ce modèle ne décrit pas la nature de champ laser, il est devenu indispensable de créer d'autre modèle mathématique pour le décrire afin de réaliser des lasers puissants. On distingue les deux modèles mathématiques utilisés pour décrire ce genre de faisceau laser, on a les modes supérieurs qui sont décrit par les fonctions Hermite- Gauss pour des symétries cartésiennes, et par les fonctions Laguerre- Gauss pour les symétries cylindriques.

En outre de ces deux faisceaux, ils existent d'autres modèles de faisceaux qui ont vu le jour ces dernières années à cause des applications diverses. Parmi ces faisceaux, on introduit les faisceaux vecteurs où appelés les faisceaux lasers vecteur.

Ce mémoire se composera de deux chapitres essentiels, le premier chapitre sert à fournir une description complète des faisceaux vectoriels avec des sous-sections sur les modes du premier ordre suivis des modes d'ordre supérieur. Puis une description générale des faisceaux d'Hermite-Gauss et de Laguerre-Gauss et une représentation des relations entre les familles des faisceaux du premier ordre, avec une nécessaire révision du formalisme de polarisation, puis une description des méthodes expérimentales de production de vecteur faisceaux, finalement l'étude des schémas vectoriels non classiques de la lumière.

Dans le deuxième chapitre et le dernier nous mettons en évidence la structure directionnelle du champ électromagnétique des faisceaux laser et nous allons montrer comment avec des faisceaux de Gauss d'ordre élevé (Hermite-Gauss et Laguerre Gauss) on

Introduction Général

peut créer des structures très spécifiques de champs électriques et magnétiques à l'aide d'un programme Mathematica nous donnerons à la fin de ce mémoire quelques perspectives et on termine par une conclusion générale.

***Chapitre 01 : Les
Faisceaux vectoriels***

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

1.1. Introduction

Les faisceaux optiques ont fait l'objet de nombreuses études au cours des 20 dernières années [1, 2]. Étant donné que les résonateurs laser fournissent en principe des modèles spatiaux assez complexes, les modes spatiaux des faisceaux ont été étudiés de manière intensive lorsque les lasers ont été développés pour la première fois [3]. Les faisceaux dans les modes spatiaux d'ordre supérieur sont des solutions de l'équation d'onde par axiale, les faisceaux Hermite – Gauss et Laguerre – Gauss étant les familles de faisceaux les plus importantes [4]. Ces derniers faisceaux ont été au cœur d'un renouveau de la recherche sur les modes d'ordre supérieur en raison du moment cinétique orbital qu'ils véhiculent [5].

Les faisceaux mentionnés ci-dessus sont des solutions scalaires de l'équation d'onde et donc indépendants de la polarisation de la lumière. Les faisceaux vectoriels sont formés par les combinaisons non séparables des modes spatiaux et de polarisation. Cet espace modal amélioré produit un ensemble intéressant de faisceaux qui offrent de nouveaux effets et applications. L'origine de ces faisceaux n'est pas non plus récente, car la possibilité de combiner les modes spatiaux d'ordre supérieur et la polarisation a également commencé avec ces premières études de modes [7].

Un regain d'intérêt pour les faisceaux vectoriels est venu avec la réalisation que, lorsqu'ils sont focalisés, les faisceaux radiaux produisent une taille plus serrée [8, 9]. Les faisceaux vectoriels sont un sous-ensemble élémentaire de motifs optiques riches qui présentent des singularités de polarisation [11].

Le but de ce chapitre est d'offrir une description complète des faisceaux vectoriels. Nous consacrerons un traitement de type tutoriel au cas principal impliquant des faisceaux à anneaux simples du premier ordre. D'autres poutres peuvent être comprises par des extensions de la description présentée.

1.2. Modes spatiaux.

1.2.1. 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 :

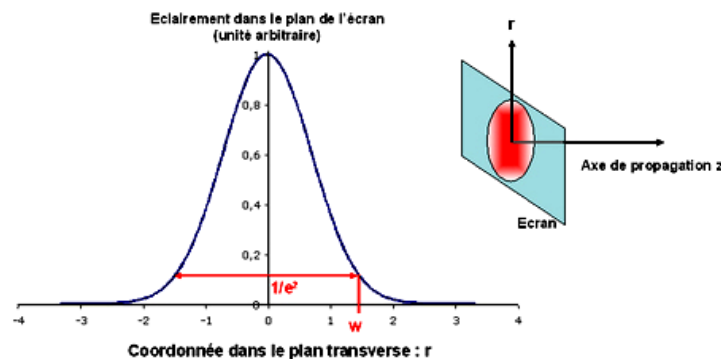


Figure 1.1 : Allure d'une onde gaussienne : répartition de l'éclairement dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. [6].

Les modes Hermite-Gauss sont spécifiés par les fonctions Hermite des coordonnées transversales orthogonales, avec des indices entiers positifs m et n et 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 :

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

$$HG_{m,n} = \frac{b_{n,m}}{w} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w} \right) e^{-(x^2+y^2)/w^2} e^{ik(x^2+y^2)/[2R]} e^{-i\varphi} \quad (1.1)$$

Tel que :

W : est la largeur du mode.

k : est le nombre d'onde.

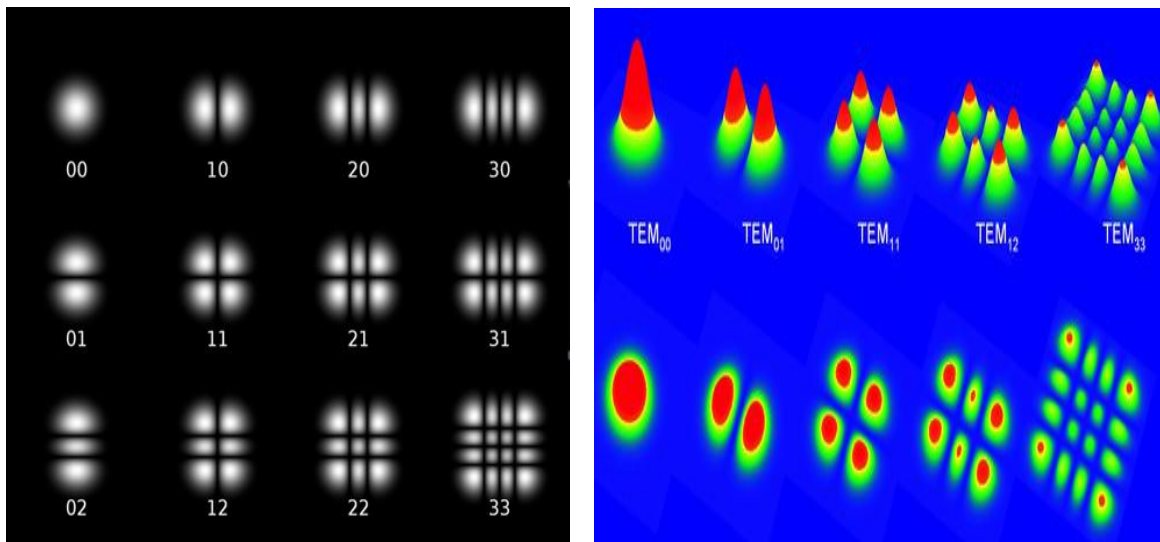
R : est le rayon de courbure du front d'onde.

$$\mathbb{Q} = (N + 1) \tan^{-1} (Z/Z_R). \quad (1.2)$$

Hm et Hn 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.

- Pour m et n quelconques, la loi de propagation pour R, q et w est inchangée. Seuls le déphasage et la structure transverse du faisceau sont différents.

On peut observer sur (les figures 19 et 20) à la répartition d'intensité pour ces modes. On note la présence de « zéros », sous forme de lignes sombres, dont le nombre correspond à l'ordre considéré.



Figures 1.2 : Répartition spatiale de l'énergie dans les modes d'ordre supérieur à symétrie rectangulaire.

1.2.1. 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, L'expression du mode est donnée par :

$$LG_p^l = \frac{a_{p,l}}{w} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w}\right)^{|\ell|} L_p^{|\ell|} \left(\frac{2r^2}{w^2}\right) e^{-r^2/w^2} e^{ikr^2/2R} e^{i\ell\phi} e^{-i\varphi} \quad (1.3)$$

Les modes LG sont caractérisés par deux indices l et p correspondant à l'azimutal et les indices radiaux respectivement. 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 :

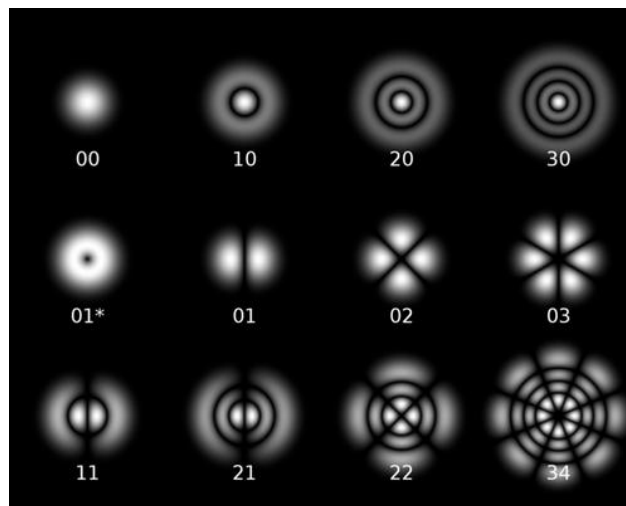


Figure 1.3 : Répartition spatiale de l'énergie dans les modes d'ordre supérieur à symétrie circulaire.

1.2.2. La Relations entre les faisceaux d'Hermite Gauss et de Laguerre Gauss du premier ordre.

Les modes de faisceau des familles Hermite – Gauss et Laguerre – Gauss sont des ensembles complets de fonctions qu'ils peuvent exprimer les uns par rapport aux autres.

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

Il existe deux modes de Laguerre-Gauss du premier ordre. Leur indice radial p est nul, ils sont donc annelés individuellement. Ils ont une phase qui avance soit avec, soit à l'encontre de l'angle d'azimut φ . Ils peuvent être représentés de manière plus compacte [12].

$$LG_0^l = A_1 r e^{il\varphi} GW \quad (1.4)$$

Tell que :

$$A_1 = \frac{a_0 \pm \sqrt{2}}{w^2} = \frac{2}{\sqrt{\pi} w^2} \quad (1.5)$$

G : est le terme d'enveloppe gaussienne est :

$$G = e^{-r^2/w^2} \quad (1.6)$$

W : est le terme de phase global, qui inclut la phase de Gouy est :

$$W = e^{-i(x^2+y^2)/(2R) - i\varphi} \quad (1.7)$$

Les modes Hermite – Gauss ont deux motifs de premier ordre à deux lobes avec une phase opposée, orientés orthogonalement l'un par rapport à l'autre. En coordonnées cartésiennes, les deux modes sont :

$$HG_{10} = B_{1x} GW \quad (1.8)$$

$$HG_{01} = B_{1y} GW \quad (1.9)$$

1.3. Les modes de polarisation :

- Le réglage peut être utilisé pour produire une riche variété de modes Poincaré en changeant les indicateurs de composants Modèles spatiaux et règles de polarisation.
- Les effets n'a pas tenu compte des de propagation mais considéré les effets d'une phase entre le modes spatiaux composants.
- Lors de la propagation, la phase relative des modes spatiaux d'ordre est différente par les modifications dues à la phase de Gouy. En conséquence, Nous nous attendons à des modèles de mode de Poincaré dans ces cas tourner en conséquence [32], avec des exceptions notées.

- Pourrait envisager d'utiliser cette méthode pour coder les informations dans le diagramme de polarisation de Poincaré modes. Il serait intéressant de déterminer comment stables ces motifs sont en cours de propagation dans des milieux inhomogènes. On peut envisager de préparer modes de Poincaré particuliers, les lancer dans un milieu inhomogène ou biréfringent, et étudier les évolutions du motif et des singularités qu'il contient.

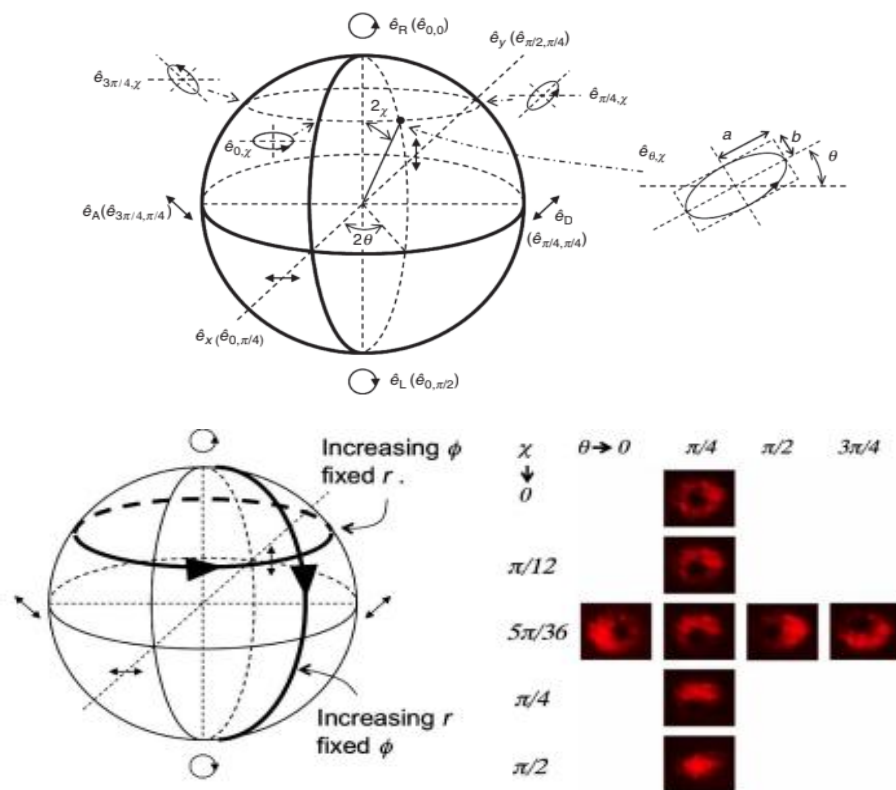


Figure 1.4 : La sphère Poincaré est utilisée pour représenter tous les états de polarisation. La latitude code l'ellipticité de l'ellipse de polarisation.

En effet il a été montré que la sphère de Poincaré peut aussi être utilisée pour représenter tous les modes spatiaux du premier ordre [13,14].

1.4. Faisceaux vectoriels.

Dans la discussion des modes spatiaux dans la section précédente, l'état de polarisation n'était pas un facteur car le faisceau entier a le même état de polarisation. La situation change lorsque l'on superpose deux modes qui ont des polarisations différentes. C'est ce que nous appelons des faisceaux vectoriels. Comme nous le verrons plus loin, les faisceaux vectoriels

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

peuvent être créés en utilisant l'une ou l'autre des deux familles de modes, Hermite-Gauss et Laguerre-Gauss.

Cette section a été rédigée en mode tutoriel pour mieux illustrer la forme mathématique des différents modes ; chacun des résultats importants sera présenté sous trois formes : une en termes de modes Hermite-Gauss, une seconde en termes de modes Laguerre-Gauss et une troisième sous une forme qui donne une image intuitive du mode.

1.4.1. Description théorique des faisceaux vectoriels du premier ordre.

Les faisceaux vectoriels sont des ondes électromagnétiques avec une polarisation spécifique et des distributions localisées dans le plan transversal à l'axe de propagation. Ici, un traitement théorique de deux types de faisceaux vectoriels cylindriques, à savoir les faisceaux polarisés azimutale-ment et radialement, et leur composition est présenté. En particulier, les applications de ces deux types de faisceaux dans des domaines de recherche interdisciplinaires sont discutées, y compris la microscopie à force magnétique et de chiralité, ainsi que la détection de chiralité d'échantillons de matière de taille inférieure à la longueur d'onde en utilisant une généralisation du dichroïsme circulaire.

Un type général de mode vectoriel peut être exprimé en termes de modes Hermite – Gauss et de modes Laguerre – Gauss par :

$$V_{\theta,\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2}} (HG_{10\hat{e}_x'} + e^{i\alpha} HG_{10\hat{e}_y'}) \quad (1.10)$$

Lorsque α vaut 0 ou π , le mode vectoriel contient un profil qui a une polarisation linéaire disposée sous une certaine forme. Le long de points de l'anneau orientés d'un angle θ avec la direction radiale, comme illustré en :

$$\begin{aligned} V_{\theta,\alpha} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (HG_{10} \hat{e}_x' + e^{i\alpha} HG_{10} \hat{e}_y') \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (LG_0^{+1} e^{i\theta} \hat{e}_R + LG_0^{-1} e^{i\theta} \hat{e}_L) \\ &= A_{1r} G W (\hat{e}_x \cos(\varnothing + \theta) + \hat{e}_y \sin(\varnothing + \theta)) \\ &= A_{1r} G W \hat{e}_{\varnothing+\theta} \end{aligned} \quad (1.11)$$

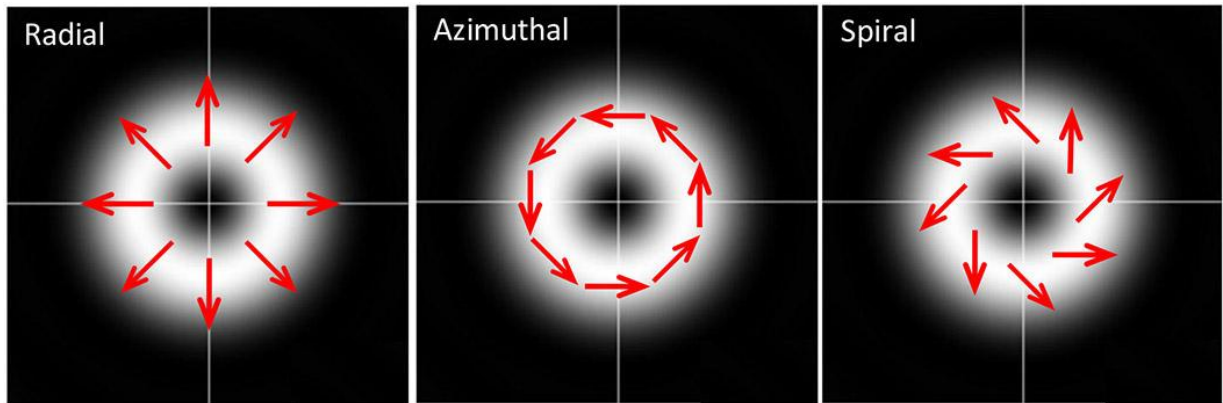


Figure 1.5: Trois exemples de faisceaux vectoriels cylindriques. Les flèches rouges indiquent l'état local de polarisation, qui est linéaire, mais son orientation change localement.

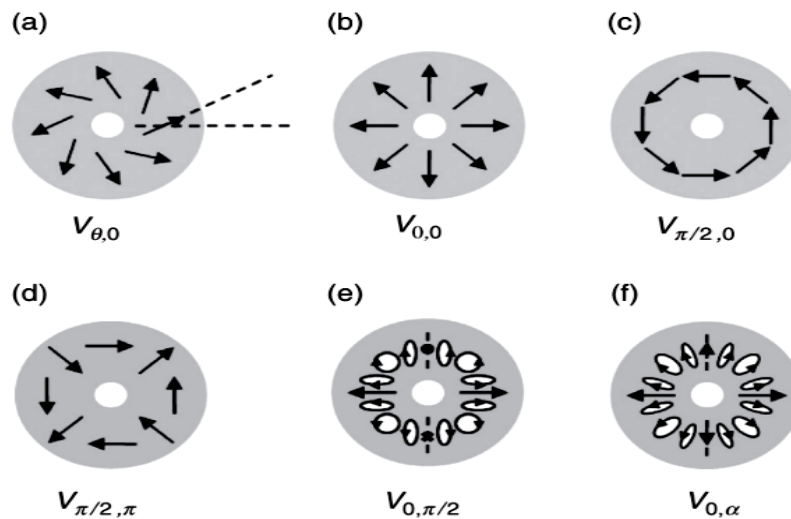


Figure 1.6 : les types de modes vectoriels de modes spatiaux du premier ordre.

Les ombres représentent les régions d'intensité bien au-dessus de zéro et les flèches représentent la direction de l'oscillation du champ électrique. Les modes vectoriels $V_{0,\alpha}$ représentent des superpositions d'amplitude égale, avec une phase relative α , des modes Hermite Gauss HG_{10} et HG_{01} avec un ensemble correspondant d'états de polarisation linéaire orthogonaux tournés d'un angle θ .

1.4.2. Polarisation radiale et azimuthale.

Une grande attention a récemment été accordée aux propriétés fondamentales et aux applications pratiques des faisceaux vectoriels cylindriques, qui ont un état de polarisation à symétrie axiale variable dans l'espace.¹ Les faisceaux polarisés radiaux, azimuthaux et en spirale sont des cas particuliers : voir (la figure 1,7). Les faisceaux polarisés peuvent produire

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

de très petites taches focales ou générer des composants de champ électrique longitudinaux lors de la focalisation, et sont donc particulièrement intéressants. Les petites taches focales améliorent la résolution spatiale, par exemple en microscopie [33].

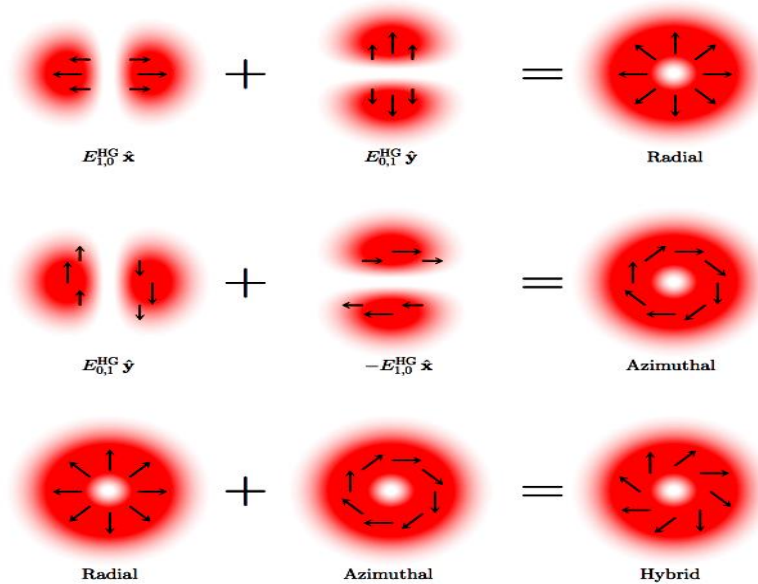


Figure 1.7 : Poutres vectorielles cylindriques.

Nous commençons par le type de faisceau vectoriel le plus intéressant : le faisceau vectoriel radial.

$$\begin{aligned}
 V_{\theta,0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (HG_{10} \hat{e}_x + HG_{10} \hat{e}_y) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (LG_0^{+1} \hat{e}_R + LG_0^{-1} \hat{e}_L) \\
 &= A_{1r} G W \hat{e}_x \cos\phi + \hat{e}_y \sin\phi \\
 &= A_{1r} G W \hat{e}_\phi
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

Un faisceau vectoriel cylindrique radial ou azimuthal peut être généré sous la forme d'une superposition linéaire de faisceaux Hermite – Gaussien polarisés orthogonalement. Un faisceau vectoriel cylindrique généralisé peut être obtenu par superposition d'un faisceau vectoriel radial et d'un faisceau vectoriel azimuthal [33]. Les flèches représentent la direction locale du vecteur de polarisation, peut s'exprimer formellement comme :

$$\begin{aligned}
 V_{\pi/2,0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (HG_{10} \hat{e}_y - HG_{10} \hat{e}_x) \\
 &= \frac{i}{\sqrt{2}} (LG_0^{+1} \hat{e}_R - LG_0^{-1} \hat{e}_L) \\
 &= A_{1r} G W \hat{e}_{\phi+\pi/2}
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

1.4.3. Faisceaux vectoriels anti vortex.

On démontre la formation d'un réseau de paires vortex-anti vortex et on étudie ses propriétés dans le régime non linéaire à des interactions à haute densité de polarisation qui dominant le comportement du système. Nous démontrons que le réseau de paires vortex-anti vortex peut être généré de manière contrôlable en termes de taille du réseau et en termes de taille et de forme de sa cellule unitaire fondamentale. Ensuite, nous démontrons que la répulsion de polarisation peut fortement déformer la cellule unitaire du réseau et déterminer la distribution des motifs des paires vortex-anti vortex, atteignant un comportement complètement nouveau par rapport aux réseaux de vortex générés géométriquement dont la forme est déterminée uniquement par la géométrie du système [34].

Ce sont les modes anti vortex, où la polarisation est linéaire mais tourne à contre-courant de l'angle d'azimut :

Pour : $\alpha = \pi$

$$\begin{aligned}
 V_{\theta,\pi} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (HG_{10} \hat{e}_{x'} - e^{i\alpha} HG_{10} \hat{e}_{y'}) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (LG_0^{+1} e^{-i\theta} \hat{e}_R + LG_0^{-1} e^{i\theta} \hat{e}_L) \\
 &= A_{1r} G W \hat{e}_{-\phi+\theta}
 \end{aligned} \tag{1.14}$$

Pour : $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$

$$\begin{aligned}
 V_{\theta,\pi} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (HG_{10} \hat{e}_{x'} - e^{i\alpha} HG_{10} \hat{e}_{y'}) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (LG_0^{+1} \hat{e}_R + LG_0^{-1} \hat{e}_L)
 \end{aligned}$$

$$= A_{1r} G W \hat{e}_{-\phi} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} V_{\pi,2,\pi} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (HG_{10}\hat{e}_{x'} + e^{i\alpha}HG_{10}\hat{e}_{y'}) \\ &= \frac{-i}{\sqrt{2}} (LG_0^{+1}\hat{e}_L + LG_0^{-1}\hat{e}_R) \\ &= A_{1r} G W \hat{e}_{-\phi+\pi/2} \end{aligned} \quad (1.16)$$

1.4.4. Faisceaux vectoriels hybrides/mixtes.

Distincts des types précédemment rapportés, les faisceaux vectoriels hybrides/mixtes synthétiques présentent des pistes de projection géométriquement intrigantes d'état de polarisation angulaire sur la sphère de Poincaré, plus que de simples cercles conventionnels. Plus remarquable encore, les gradients de polarisation azimutale conçus se révèlent capables d'induire une densité de moment cinétique orbital non uniforme en azimut, tout en étant généralement uniforme pour les cas de piste circulaire, immergés dans un fond d'intensité homogène quels que soient les états de base [35]. De plus, en adaptant les paramètres pertinents, des pistes de cartographie de polarisation plus spéciales peuvent être facilement réalisées. Ces caractéristiques particulières peuvent ouvrir des voies alternatives pour de nouveaux effets et applications optiques.

L'expression du profil de mode est donnée par :

$$\begin{aligned} V_{\theta,\pi} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (HG_{10}\hat{e}_x - e^{i\alpha}HG_{10}\hat{e}_y) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (LG_0^{+1}\hat{e}_D - LG_0^{-1}\hat{e}_A) \\ &= A_{1r} G W (\hat{e}_x \cos\phi + i\hat{e}_y \sin\phi) \end{aligned} \quad (1.17)$$

Dans ce mode, l'état de polarisation change d'un point à l'autre le long de l'anneau. Lorsque ϕ augmente, l'état de polarisation passe de linéaire (le long de x) à $\phi = 0$ à des états de polarisation d'ellipticité croissante.

Au fur et à mesure que ϕ continue d'augmenter, le mode redevient polarisé elliptiquement, atteignant une polarisation linéaire le long de y .

En continuant d'augmenter ϕ l'état redevient elliptique mais avec l'enroulement du vecteur polarisation dans le sens opposé [30].

$$\begin{aligned}
 V_{\theta,\pi} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(HG_{10} \hat{e}_x + e^{i\alpha}HG_{10}\hat{e}_y) \\
 &= A_{1r} G W (\hat{e}_x \cos\phi + i\hat{e}_y \sin\phi)
 \end{aligned}
 \tag{1.18}$$

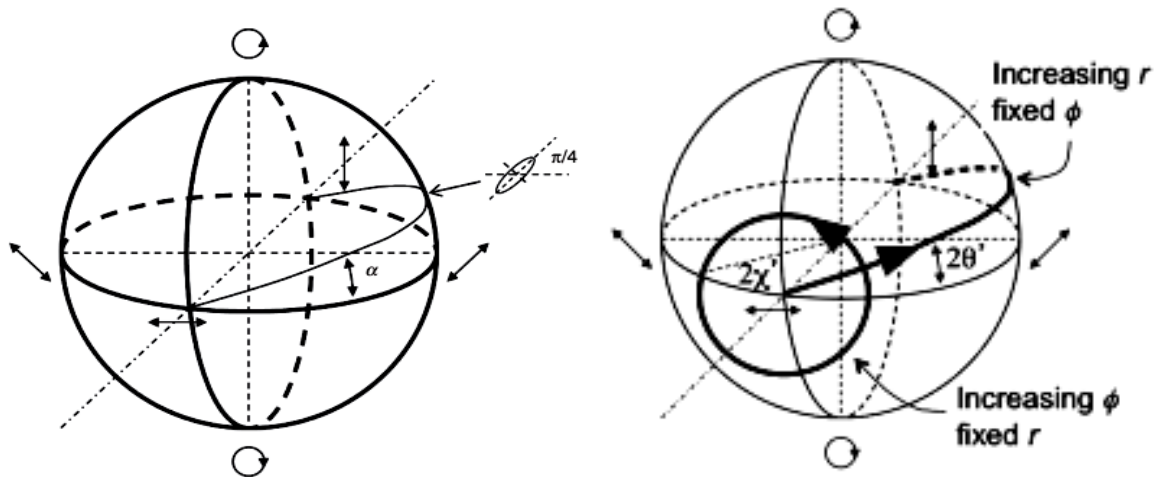


Figure 1.8 : Sphère Poincaré montrant le chemin géodésique que l'état de polarisation suit pour les points le long de l'anneau d'un mode vectoriel représenté par l'état.

La séquence d'états d'un chemin géodésique sur la sphère de Poincaré, Suivre un tel chemin signifie que la phase de l'onde à un angle donné ϕ peut être obtenue à l'aide d'une construction en phase géométrique. De plus, si θ devait être augmenté à partir de zéro, le modèle d'états de polarisation tournera avec θ .

1.5. Les Faisceaux vectoriels d'ordre supérieur.

Etant donné que le nombre de modes orthogonaux augmente avec l'ordre des modes, en principe, toute combinaison non séparable de modes spatiaux orthogonaux et de polarisation produira des faisceaux vectoriels. Et le nombre de possibilités pour les faisceaux vectoriels augmente également. Nous ne considérerons ici que quelques cas simples. Puisqu'il n'y a que deux modes de polarisation orthogonaux, alors les possibilités de faire des faisceaux

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

vectoriels se réduisent à la combinaison de deux modes spatiaux avec les deux modes de polarisation.

Nous considérerons les modes vectoriels exprimés en termes de modes de Laguerre-Gauss :

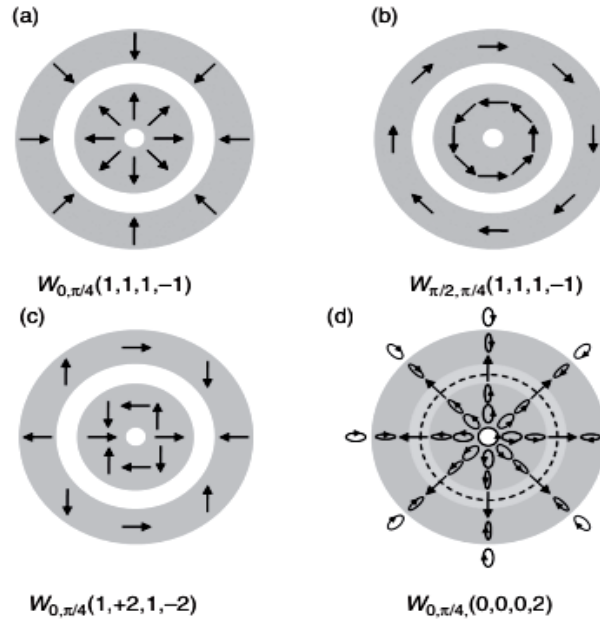


Figure 1.9 : les modes de faisceaux vectoriels d'ordre supérieur.

$$\begin{aligned}
 V_{\theta,\pi/4}(p, 1, p, -1) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (LG_p^{+1} e^{i\theta} \hat{e}_R + LG_p^{-1} e^{i\theta} \hat{e}_L) \\
 &= A_{p,1r} (L_p^1) G W (\hat{e}_x \cos(\varnothing + \theta) + \hat{e}_y \sin(\varnothing + \theta)) \\
 &= A_{p,1r} (L_p^1) G W \hat{e}_{\varnothing+\theta}
 \end{aligned} \tag{1.19}$$

- Le mode résultant est presque identique à $V_{\theta,0}$.
- Le Terme $rL_p^1 G$ exprime une série d'anneaux concentriques $(p + 1)$ de phase alternée opposée au lieu d'un seul anneau.
- Si nous utilisons des modes Laguerre – Gauss d'indice azimutal croissant, nous ne pouvons plus obtenir de modes vectoriels radiaux ou azimutaux car la phase du mode spatial avance plusieurs fois plus vite que les états de polarisation circulaire.

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

$$\begin{aligned} V_{\theta, \frac{\pi}{4}}(p, l, p, -l) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (LG_p^{+l} e^{i\theta} \hat{e}_R + LG_p^{-l} e^{i\theta} \hat{e}_L) \\ &= A_{p,l} r^{|l|} (L_p^l) G W (\hat{e}_x \cos(l\theta + \theta) + \hat{e}_y \sin(l\theta + \theta)) \\ &= A_{p,l} r^{|l|} (L_p^l) G W \hat{e}_{l\theta+\theta} \end{aligned} \quad (1.20)$$

- Dans cette équation les modes vectoriels l'état de polarisation ne varie que le long de la coordonnée angulaire.
- Si nous utilisons un mélange de modes d'ordre supérieur d'ordre différent, nous obtenons un vecteur modes où l'état de polarisation varie le long de la direction radiale [10].

Un exemple mélangeant des modes à sonnerie unique avec différentes valeurs :

$$V_{\theta, \frac{\pi}{4}}(0, l_1, p, l_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (LG_0^{l_1} e^{i\theta} \hat{e}_R + LG_0^{l_2} e^{i\theta} \hat{e}_L) \quad (1.21)$$

1.6. Approches expérimentales.

Dans cette section, nous discutons d'un groupe sélectionné de méthodes de production et de la méthode de détection standard : la projection de polarisation [19].

1.6.1. Méthodes expérimentales de production.

Les faisceaux Vecteur ont été produits en espace libre, dans des fibres optiques et par émission de cavité intra laser.

La figure utilise des prismes de colombe pour faire pivoter l'image. Avec le mode d'entrée est HG₁₀ (ou HG₀₁) avec une polarisation linéaire formant un angle de 45 degrés avec l'horizontale. Par lequel le séparateur de faisceau polarisé est également divisé en deux composantes de polarisation linéaire où la composante horizontale passe à travers un prisme de pigeon à 45°.

Idéalement, la réflexion dans le prisme en colombe modifie l'état de polarisation, de sorte que l'élément optique doit être inséré pour reconverter la polarisation en un état horizontal [12].

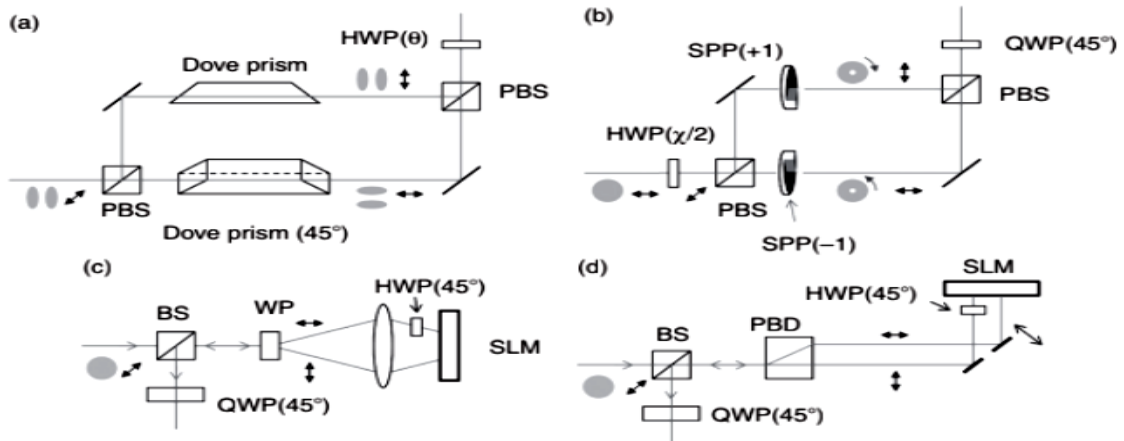


Figure 1.10 : Schéma des méthodes pour produire des faisceaux vectoriels en espace libre.

Le mode vectoriel code en termes de Laguerre modes gaussiens. Il utilise également un interféromètre Mach-Zehnder qui code Laguerre – Gauss modes dans ses bras via des plaques de phase en spirale placées dans chacun des bras de l'interféromètre [20], Des réseaux de diffraction fourchus moins efficaces peuvent également être utilisés pour diriger des faisceaux diffractés de premier ordre vers les sorties de l'interféromètre [23].

Le faisceau d'entrée est polarisé linéairement mais pivoté à partir de son état initial où Le premier séparateur de faisceau polarisant sélectionne les amplitudes appropriées des deux modes composants. Ainsi utiliser des modulateurs spatiaux de lumière (SLM). Permet une variété beaucoup plus riche de modes vectoriels, en particulier pour les cas d'ordre supérieur [10]. Chiffres (c) et (d) où la lumière d'entrée qui est polarisée dans la même direction passe à travers un séparateur de faisceau non polarisant qui est l'élément de sortie. Lorsque les états de polarisation linéaire sont divisés, la lumière est dirigée vers le SLM, un faisceau traversant une plaque demi-onde pour faire tourner sa polarisation. L'un des défauts des (SLM) est qu'ils diffractent plus efficacement une orientation de polarisation. Nous pouvons donc coder les deux modes spatiaux composants avec le même appareil. Les modes diffractés retracent alors leur chemin, sont recombinaés par le prisme polarisant et dirigés par la lame séparatrice non polarisante. Ici, le séparateur de faisceau convertit chaque composante polarisée linéairement en polarisation circulaire [29,18].

1.6.2. Détection de faisceaux vectoriels par projection de polarisation.

A la détection de faisceaux vectoriels. Si nous passons le faisceau vectoriel donné par Un type général de mode vectoriel peut être exprimé en termes de modes Hermite – Gauss à travers un polariseur orienté selon un angle β .

$$\begin{aligned}
 V'_{\theta,\alpha} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (HG_{10} \cos(\beta - \theta) + e^{i\alpha} HG_{01} \sin(\beta - \theta) \hat{e}_\beta) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} B_{1r} G W [\cos \varnothing + \cos(\beta - \theta) + e^{i\alpha} \sin \varnothing \sin(\beta - \theta)] \hat{e}_\beta \quad (1.22)
 \end{aligned}$$

- ✓ Si le mode HG_{10} tourne d'un angle $(\beta - \theta)$ le mode est un radial alors l'axe (x) du mode sera aligné avec l'axe de transmission du polariseur.
- ✓ Aussi lorsque le faisceau vectoriel est azimuthal ($\theta = \pi/2$), alors l'axe (y) du mode sera aligné avec le polariseur. Ainsi, nous pouvons utiliser l'orientation du mode et sa polarisation pour diagnostiquer le mode vectoriel.
- ✓ Lorsque ($\alpha = \pi$), l'orientation du mode HG_{10} tournerait à l'encontre de la rotation du polariseur [24,26].

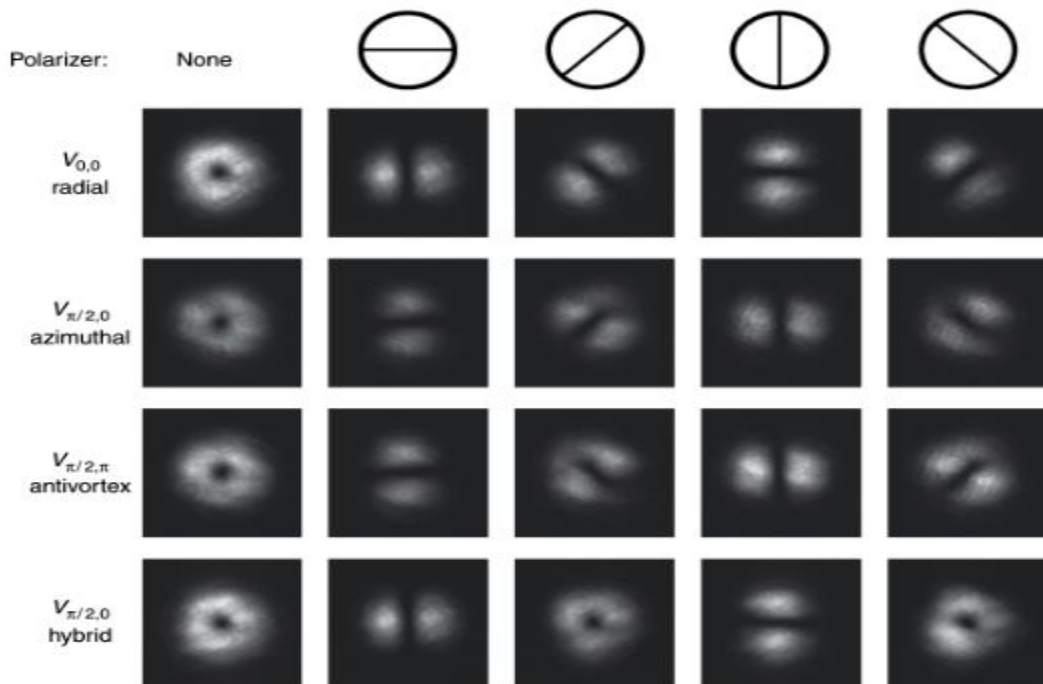


Figure 1.11 : les différents types de modes vectoriels et leur projection après passage à travers un polariseur tourné.

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

Les quatre rangées suivantes montrent les sections efficaces d'intensité derrière le filtre de polarisation inséré à différents angles de polarisation. A partir de ces distributions d'intensité mesurées, les états de polarisation des faisceaux ont été reconstruits (tracés de champ vectoriel) [10]. Le mode dans la première colonne correspond à un faisceau vectoriel polarisé radialement, la deuxième colonne à un faisceau polarisé azimutale-ment et les deux colonnes suivantes à des faisceaux anti vortex avec un angle de rotation mutuelle de 45° . La dernière colonne montre les résultats d'un calcul analytique des distributions d'intensité d'un faisceau LG0 ± 1 idéal polarisé radialement derrière un analyseur de polarisation en rotation, correspondant aux résultats expérimentaux de la première colonne [10].

1.7. Faisceaux vectoriels dans des états de lumière non classiques.

Le terme « états non classiques » fait référence aux états quantiques qui ne peuvent pas être produits dans les sources de lumière habituelles, telles que les lasers ou les lampes, plutôt qu'à ceux qui nécessitent des dispositifs plus sophistiqués pour les produire. Ce dernier décrit l'état actuel de la théorie des états de lumière non classiques.

Lorsque nous considérons les modes quantifiés du champ électromagnétique, nous pouvons nous référer aux états propres du mode de polarisation. Nous pouvons être représentés par HG₁₀ et HG₀₁. Chacun de ces degrés de liberté incarne un subit d'information.

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{2}(a|e_x\rangle + b|e_y\rangle)(c|HG_{10}\rangle + d|HG_{01}\rangle) \quad (1.23)$$

Le mode radial lorsqu'il représente un état à un photon et deux qubits seront a modes sont des états de polarisation non séparables :

$$|V_{0,0}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HG_{10}\rangle|e_x\rangle + |HG_{01}\rangle|e_y\rangle) \quad (1.24)$$

Nous pouvons assez couramment produire des paires de photons dans des états intriqués de polarisation :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e_x\rangle_1|e_x\rangle_2 + |e_y\rangle_1|e_y\rangle_2) \quad (1.25)$$

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

Pourrait également être possible de créer le mode vectoriel de deux photons intriqués en mode spatial et en polarisation :

$$|\Psi_c\rangle = \frac{1}{2}(|e_x, HG_{10}\rangle_1 |e_x, HG_{10}\rangle_2 + |e_x, HG_{10}\rangle_1 |e_y, HG_{01}\rangle_2 + |e_y, HG_{01}\rangle_1 |e_x, HG_{10}\rangle_2 - |e_y, HG_{01}\rangle_1 |e_y, HG_{01}\rangle_2)$$

(1.26)

Les méthodes actuelles impliquent la conversion de modes projetés en modes fondamentaux via des éléments optiques diffractifs ou des modulateurs spatiaux de lumière. Ces derniers ont beaucoup de polyvalence dans la projection de tous les modes. Bien que des défis technologiques subsistent, les modes spatiaux et leur combinaison avec les modes de polarisation ont un avenir prometteur dans les implémentations de l'informatique quantique [31,32].

Chapitre 01 : Les Faisceaux vectoriels.

1.8. Conclusion.

Les faisceaux vectoriels constituent une forme importante de lumière complexe qui combine polarisation et modes spatiaux dans des formes analytiques non séparables. Sont largement utilisés dans de nombreuses applications telles que l'imagerie par microscopie ou la manipulation au laser. L'objectif de ce chapitre est de fournir un programme éducatif pour les étudiants intéressés par la compréhension et la réalisation d'expériences avec des faisceaux vectoriels. Il fournit également une perspective sur des expériences prometteuses dans l'étude de nouveaux modèles de vecteurs pour des modèles spatiaux de haut niveau et de nouvelles applications dans l'information quantique, qui ont fait des progrès importants dans la science fondamentale et les applications.

*Chapitre 02 : Génération
des structures de champs
électromagnétiques
particuliers*

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

2.1. Introduction.

Dans cette partie de simulation, on va montrer comment à partir des faisceaux Gaussiens d'ordre supérieurs (Hermite-Gauss et Laguerre Gauss), on peut générer des structures très particulières de champs électrique et magnétique en utilisant le langage Wolfram Mathematica ce qui nous aide à modéliser et simuler la superposition de faisceaux laser vectoriels.

2.2. Les faisceaux Hermite-Gauss.

Il est possible de décomposer un faisceau axial-adjacent cohérent en utilisant un ensemble orthogonal de motifs dits Hermite-gaussiens, dont chacun est donné par le produit d'un facteur x et d'un facteur y . Ainsi le champ électrique des faisceaux Hermite-Gauss x, y, z s'exprime par :

$$E(x, y, z) = H_m \left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega} \right) H_n \left(\sqrt{2} \frac{y}{\omega} \right) e^{[-j(p+\frac{k}{2q})+(x^2+y^2)]} \quad (2.1)$$

$$P = - \frac{j}{z + j(\frac{\pi\omega_0}{\lambda})} \quad (2.2)$$

Tell que :

- H_m est le polynôme d'Hermite d'ordre m .
- ω_0 est la taille minimale du faisceau.
- ω est La largeur du faisceau à la distance de propagation z .
- Les ordres 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.

2.3. Simulation des distributions du champ.

Nous allons simuler la superposition des faisceaux d'Hermite-Gauss sur les axes (x et y), en partant du premier ordre :

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

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

$$E_x = x \left(e^{-\frac{x^2}{\omega_0^2}} \right) \left(e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) \quad (2.3)$$

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

$$E_y = \left(e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) \left(e^{-\frac{x^2}{\omega_0^2}} \right) \quad (2.4)$$

Leurs intensités correspondantes sont données par :

$$I_x = E_x^2 = x^2 \left(e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}} \right)^2 \quad (2.5)$$

$$I_y = E_y^2 = (y^2) \left(e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}} \right)^2 \quad (2.6)$$

Lors de l'addition des intensités dirigées le long de x et y, la direction radiale du champ électrique est formée par l'équation suivante :

$$I_x + I_y = E_x^2 + E_y^2 = x^2 \left(e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}} \right)^2 + (y^2) \left(e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}} \right)^2 \quad (2.7)$$

$$\text{Avec :} \quad (x^2 + y^2) = r^2 \quad (2.8)$$

$$\text{Donc :} \quad I_x + I_y = r^2 e^{-\frac{r^2}{\omega_0^2}} \quad (2.9)$$

Dans les figures suivantes (Fig. 2.1), nous allons simuler et représenter la distribution de densité des faisceaux de Hermite Gauss sur les axes x et y, après quoi nous allons superposer les faisceaux orthogonaux dirigés vers les "x" et "y" axes jusqu'à obtenir des faisceaux avec certaines distributions d'intensité (Fig. 2.2) et directions pour le champ électrique et magnétique.

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

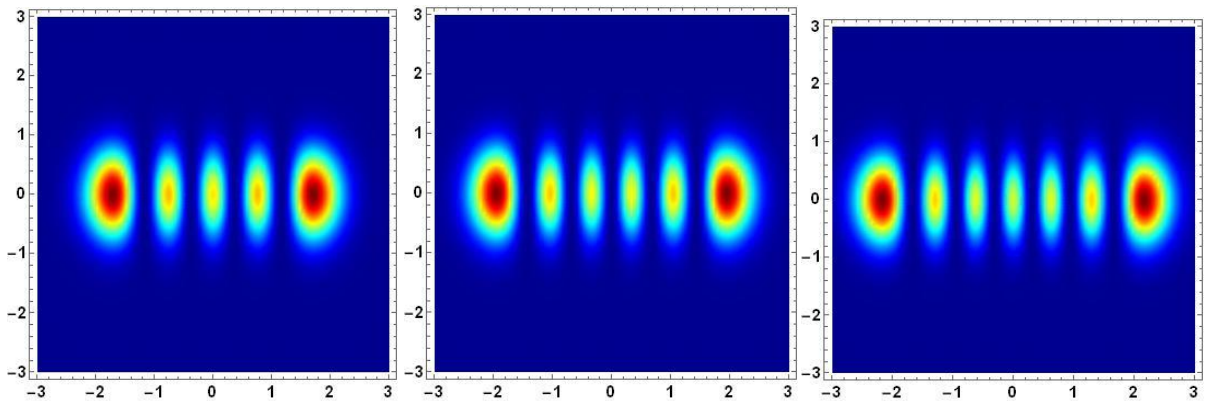


Figure 2.1 : Distribution d'intensité des faisceaux Hermite Gauss : HG_{40} , HG_{50} , HG_{60} , leurs champs sont orientés selon l'axe 'x'.

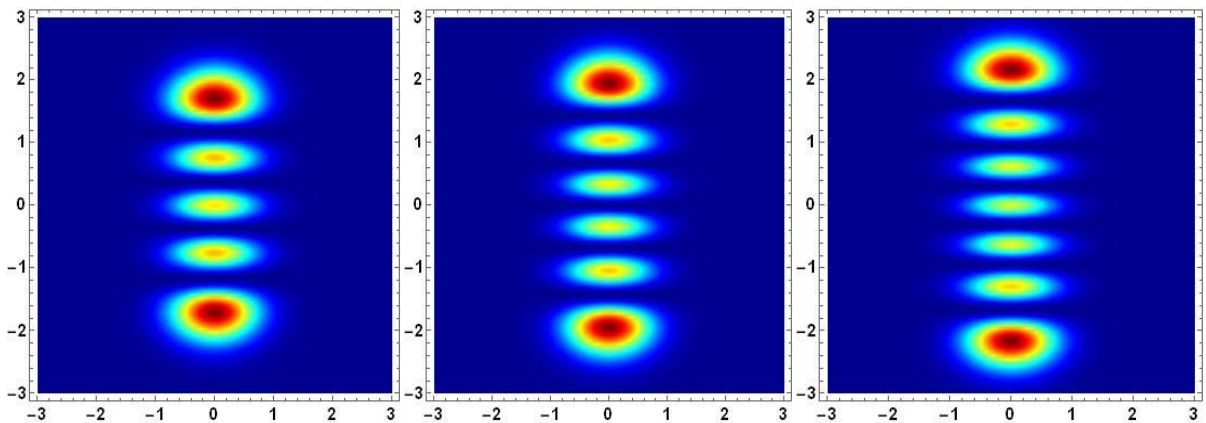


Figure 2.2 : Distribution d'intensité des faisceaux Hermite Gauss : HG_{40} , HG_{50} , HG_{60} , leurs champs sont orientés selon l'axe 'y'.

Les Figures représentent la distribution d'intensité modes de faisceaux polarisés orientés leurs champs électriques le long de l'axes "x" et "y" qui ont été générés par des modes Hermite Gauss où l'intensité a été distribuée pour le mode HG_{40} , le mode HG_{50} et le mode HG_{60} .

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

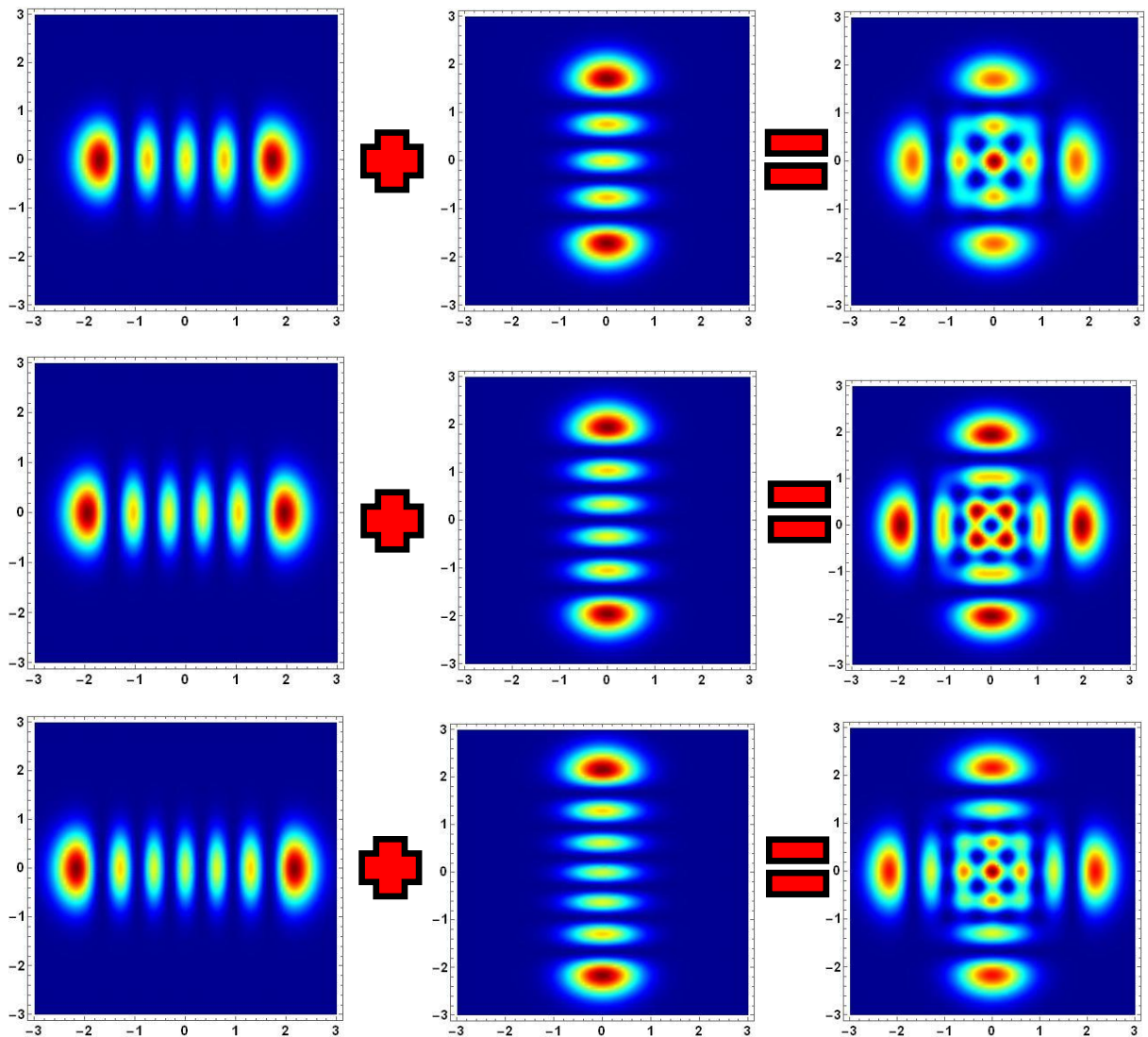


Figure 2.3 : Intensités résultantes de la superposition des composantes orthogonales des faisceaux (HG₄₀, HG₅₀, HG₆₀).

Après la superposition orthogonale des faisceaux de Hermite Gauss orientés vers les axes 'x' et 'y' nous avons pu afficher les profils transverse de densité des faisceaux HG pour certaines valeurs avec représentation de l'intensité et des directions des champs électriques et magnétiques. Comme nous l'avons vu après la représentation, les distributions de densité des faisceaux HG dont les champs sont orientés selon les axes, nous montrent différents nouveaux diagrammes de polarisation radiaux, azimutaux, d'intensité identique et de même valeur m .

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

2.4. Représentation vectorielle des champs électriques.

Après avoir représenté les intensités dues à la superposition des composantes orthogonales de certains ordres de faisceaux d'Hermite-Gauss sur les deux axes x et y . Dans cette section nous allons rapporter une représentation vectorielle des champs électriques résultant de la superposition des composantes orthogonales du champ HG de trois ordres différents.

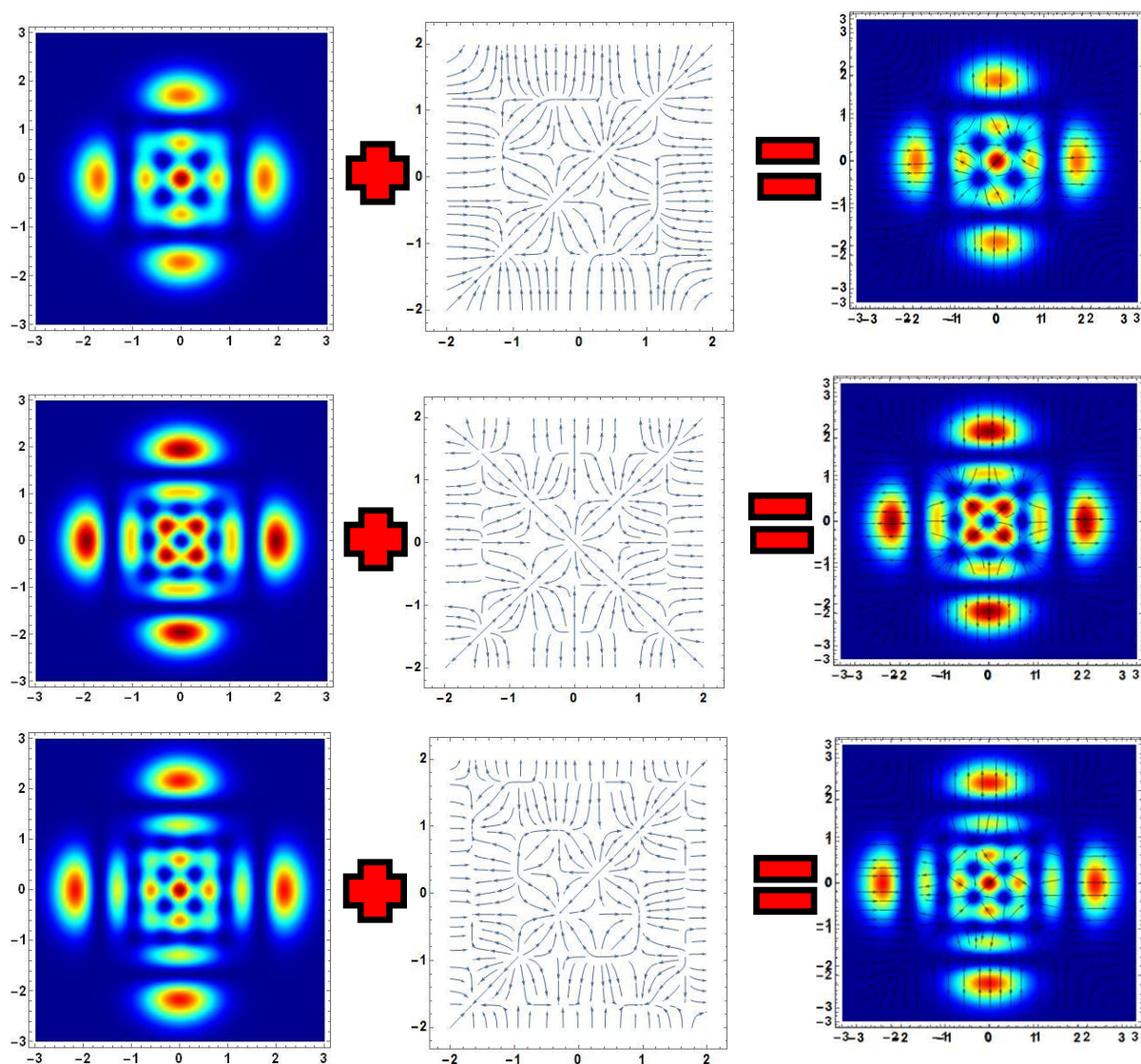


Figure 2.4 : Représentation vectorielle des champs électriques (HG₄₀, HG₅₀, HG₆₀).

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

Après avoir représenté l'intensité résultant de la superposition des composantes orthogonales des faisceaux Hermite Gauss des modes (HG₄₀, HG₅₀, HG₆₀) et les avoir reliées à une représentation vectorielle des champs électriques, on trouve que la superposition des composantes orthogonales du champ HG d'intensité constante dont la distribution est variable dans deux directions opposées lorsqu'il s'éloigne de la charge positive lorsqu'il se dirige vers la charge négative, créant une intensité variable.

2.5. Les Orientations des composantes du champ.

Dans ces deux figures, nous allons étudier et représenter les directions et les Orientations des composantes du champ électrique sur les deux axes selon l'ordre (x, y) puis selon l'ordre (y, x).

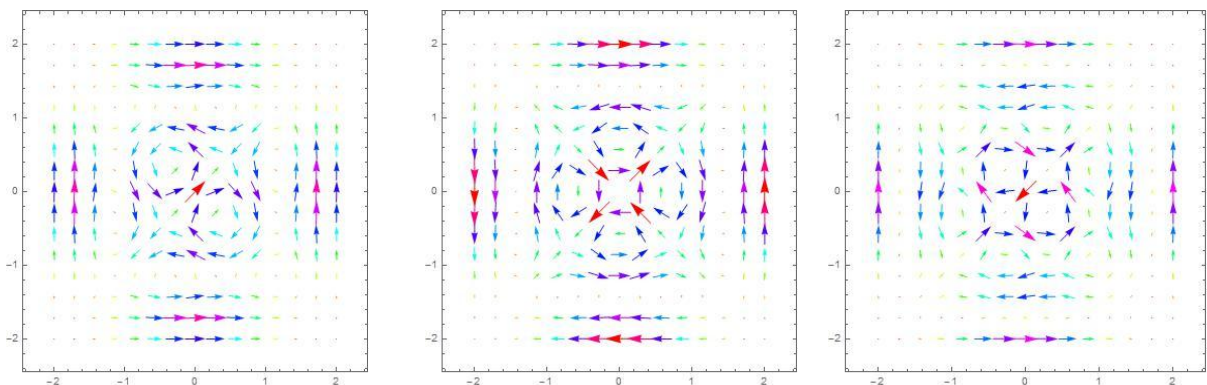


Figure 2.5 : Orientations des composantes des champs (HG₄₀, HG₅₀, HG₆₀) x ,y .

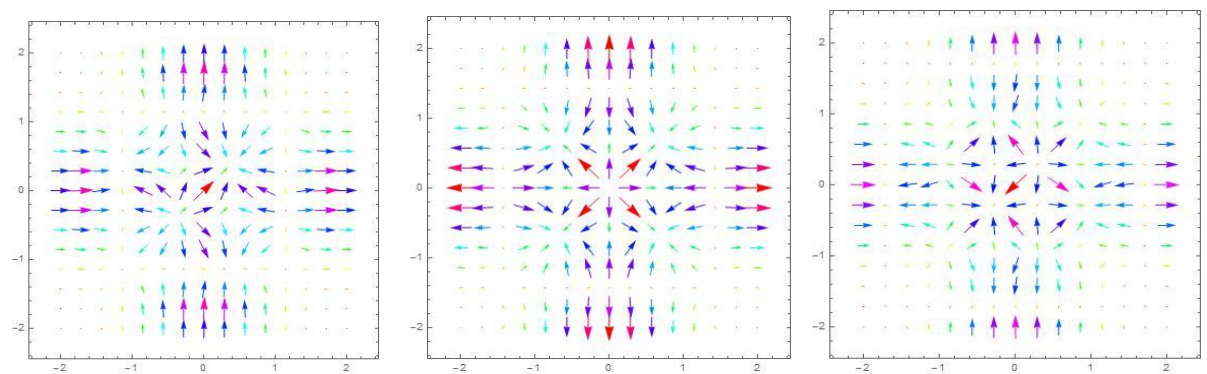


Figure 2.6 : Orientations des composantes des champs (HG₄₀, HG₅₀, HG₆₀) y ,x.

Dans les deux figures, les flèches indiquent Orientations des composantes de champ électrique des faisceaux de Hermite Gauss des trois ordres (HG₄₀, HG₅₀, HG₆₀) qui dépendent

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

de l'ordre de la superposition où ils sont de diagonale à azimutale sur le ordre (x ,y) et radial sur (y ,x) .

A. Les Différentes orientations du champ électrique.

Pour étudier les différentes directions du champ électrique, nous allons montrer sur la figure (2.7) ci-dessous comment traiter l'orientation des composantes du champ électrique sur la section transversale du faisceau Hermite-Gauss du premier ordre (HG₄₀) en manipulant l'ordre initial et la direction du domaine.

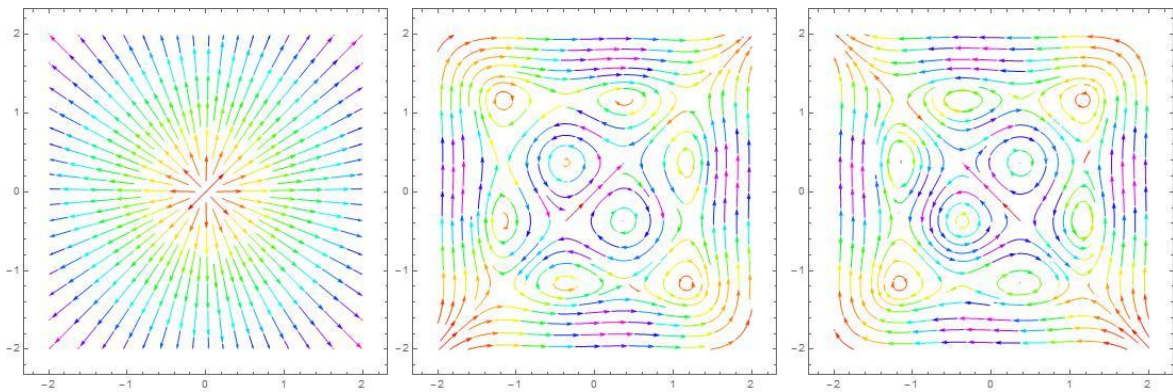


Figure 2.7 : Différentes orientations du champ électrique (HG₄₀) obtenues par la superposition de leurs composantes orthogonales. (a) radiale. (b) azimutale, et (c) mixte.

Après avoir étudié les différentes directions du champ électrique et en répartissant la densité et la polarisation des faisceaux vectoriels cylindriques de base, on obtient de nouveaux modes radiaux, azimutaux et même hybrides où les lignes sont liées à la polarisation de la direction du champ électrique. C'est-à-dire qu'ils correspondent aux faisceaux polarisés azimutal et radial, et on sait que les faisceaux polarisés radialement et azimutal ont une distribution d'amplitude symétrique et que la direction de polarisation locale en chaque point de la section transversale du faisceau est orthogonale entre les deux faisceaux.

B. Les Structure de la superposition des composantes des champs électriques du faisceau :

Pour obtenir les structures de la superposition des composantes des champs électriques du faisceau on fait une représentation vectorielle des champs résultant de la superposition orthogonale des faisceaux de commandes Hermite Gauss (HG₁₁₀).

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

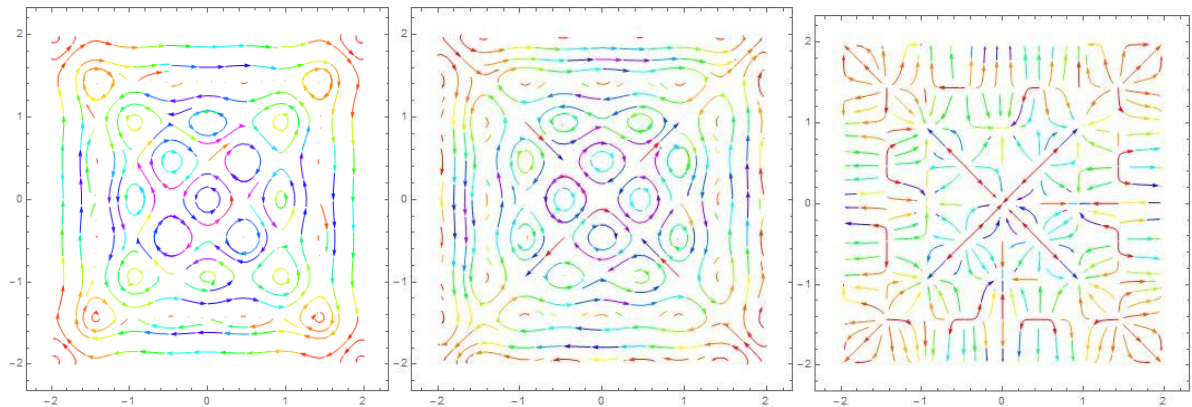


Figure 2.8 : Structure obtenues à partir de la superposition des composantes des champs électriques du faisceau (HG_{110}).

Les structures de superposition des composantes des champs électriques du faisceau ont des formes très particulières et complexes qui sont dans des directions quasi-hélicoïdales aléatoires identiques par rapport au centre du faisceau produisant certains points uniques de champs électriques dont la direction n'est pas déterminée et pour indiquer que ce type de structure est très intéressant dans le domaine de la topologie des ondes électromagnétiques.

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

2.6. Calcul du champ magnétique des faisceaux Hermite-gauss.

Le champ électromagnétique est un concept important en électromagnétisme et est une représentation dans l'espace de la force électromagnétique exercée par des particules chargées. Ce champ est causé par une combinaison de deux ondes (une électrique et une magnétique) qui se propagent à la vitesse de la lumière.

Dans cette section, nous utiliserons les équations de Maxwell pour calculer les composantes du champ magnétique. Avec les vecteurs d'induction champ électrique et champ magnétique définis en coordonnées cartésiennes.

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_x \vec{i} + \vec{E}_y \vec{j} + \vec{E}_z \vec{k} \quad (2.10)$$

$$\vec{B}(x, y, z, t) = \vec{B}_x \vec{i} + \vec{B}_y \vec{j} + \vec{B}_z \vec{k} \quad (2.11)$$

2.6.1. Composants du champ électrique.

Les composantes du champ électrique oscillant dans les directions x et y sont données pour l'onde électromagnétique transversale qui se propage dans l'espace libre perpendiculairement, pour un champ électromagnétique d'un faisceau laser Hermite-Gauss d'ordre n elles sont données par :

$$\vec{E}_x = H_n \left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega_0} \right) e^{-\frac{x^2}{\omega_0^2}} e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.12)$$

$$\vec{E}_y = H_n \left(\sqrt{2} \frac{y}{\omega_0} \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.13)$$

En appliquant l'une des équations de Maxwell ($\text{div} \vec{E} = 0$), on peut déterminer l'expression d'une composante par rapport à une composante comme suit, alors on a E_z en fonction de la composante E_y :

$$\vec{E}_z = - \int \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial y} dz \Rightarrow \vec{E}_z = - \frac{\partial}{\partial y} \int \vec{E}_y dz \quad (2.14)$$

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

Plus en détail, afin d'obtenir une solution analytique plus simple à cette intégration, l'expression de E_z est donnée par la relation suivante :

$$E_z = - \int \left[H'_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) + H_n \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0^2} y^2 e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) \right] e^{j(\omega t - kz)} dz \quad (2.15)$$

$$E_z = - \int \left[H'_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) + H_n \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0^2} y^2 \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} dz \quad (2.16)$$

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 (2.16) on trouve:

$$E_z = - \int \left[\left(\frac{16y}{\omega_0^2} \right) \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) + \left(\frac{8y^2}{\omega_0^2} - 2 \right) \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0^2} y^2 \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} dz \quad (2.17)$$

Finalement l'expression du champ électrique suivant est donnée par :

$$E_z = \frac{1}{k} \left[\left(\frac{16y}{\omega_0^2} \right) \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right) + \left(\frac{8y^2}{\omega_0^2} - 2 \right) \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0} - \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0^2} y^2 \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} dz \quad (2.18)$$

2.6.2. Composants du champ magnétique.

Le champ magnétique est un champ vectoriel qui décrit l'effet magnétique sur les charges électriques en mouvement, les courants électriques et les matériaux magnétiques et varie en fonction de l'endroit où les champs magnétiques sont entourés de matériaux magnétiques et sont créés par des courants électriques est soumis à une force perpendiculaire à sa vitesse et au champ magnétique.

Les composantes du champ magnétique peuvent être exprimées par la loi de Faraday dans l'espace libre par la relation suivante :

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \vec{B} = -\int (\vec{\nabla} \times \vec{E}) dt \quad (2.19)$$

Nous devons d'abord trouver la rotation de la fonction, puis appliquer la loi de Faraday.

On intègre le terme $e^{-i\omega t}$, étant fonction de t :

$$\vec{B} = -[\vec{\nabla} \times \vec{E}(x, y, z)] \int e^{-i\omega t} dt \quad (2.20)$$

En plus détail la relation de champ magnétique est:

$$\vec{B} = \frac{1}{i\omega} (\vec{\nabla} \times \vec{E}(x, y, z, t)) \quad (2.21)$$

La formule de rotationnel est sous la forme suivante :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = \vec{\nabla} \wedge \vec{E} \quad (2.22)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} \vec{E}_x \\ \vec{E}_y \\ \vec{E}_z \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = \left(\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} \right) \vec{k} \quad (2.24)$$

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

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = & \left[\frac{1}{k} \left[\left(\frac{60\sqrt{2y}}{\omega_0^3} - \frac{120\sqrt{2y^3}}{\omega_0^5} + \frac{32\sqrt{2y}}{\omega_0^7} \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} - \right. \\ & \left. jkH_n \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0} y \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} e^{j(\omega t - kz)} \right] \vec{i} + \left[-jkH_n \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right) e^{-\frac{x^2}{\omega_0^2}} e^{j(\omega t - kz)} \right] \vec{j} \end{aligned} \quad (2.25)$$

A partir de l'équation (2.25) on déduit B_x , B_y et B_z :

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

$$\vec{B}_x = \frac{1}{k} \left[\left(\frac{60\sqrt{2}y}{\omega_0^3} - \frac{120\sqrt{2}y^3}{\omega_0^5} + \frac{32\sqrt{2}y}{\omega_0^7} \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \right] e^{j(\omega t - kz)} - jkH_n \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0} y \right) e^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.26)$$

$$\vec{B}_y = -jkH_n \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right) e^{-\frac{x^2}{\omega_0^2}} e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.27)$$

$$\vec{B}_z = 0 \quad (2.28)$$

2.6.3. Simulation des distributions du champ magnétique.

Nous allons représenter sur cette figure les images de la distribution de l'intensité du champ magnétique des trois ordres du faisceau HG (HG₄₀, HG₅₀, HG₆₀) dirigé vers l'axe "x" puis vers l'axe "y".

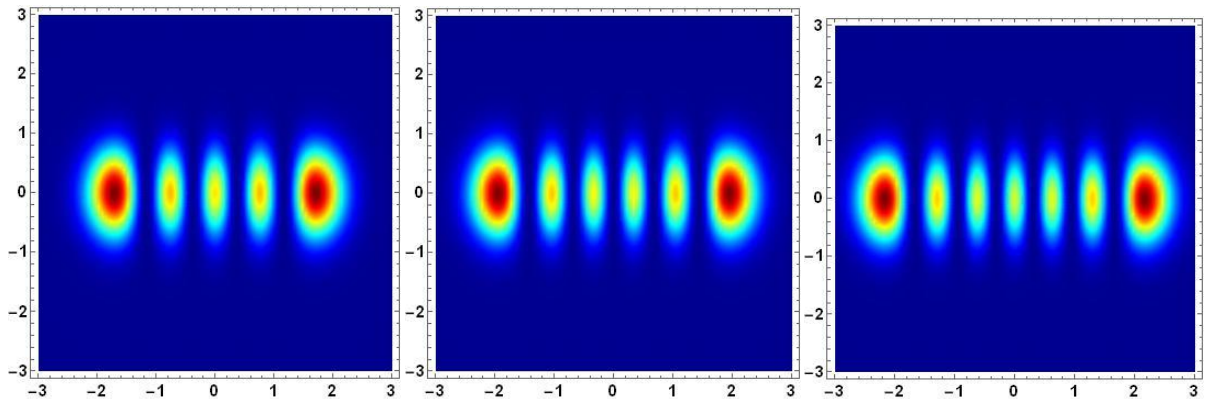


Figure 2.9 : Distribution d'intensité du champ magnétique des faisceaux Hermite Gauss : HG₄₀, HG₅₀,HG₆₀, orientés selon l'axe 'x'.

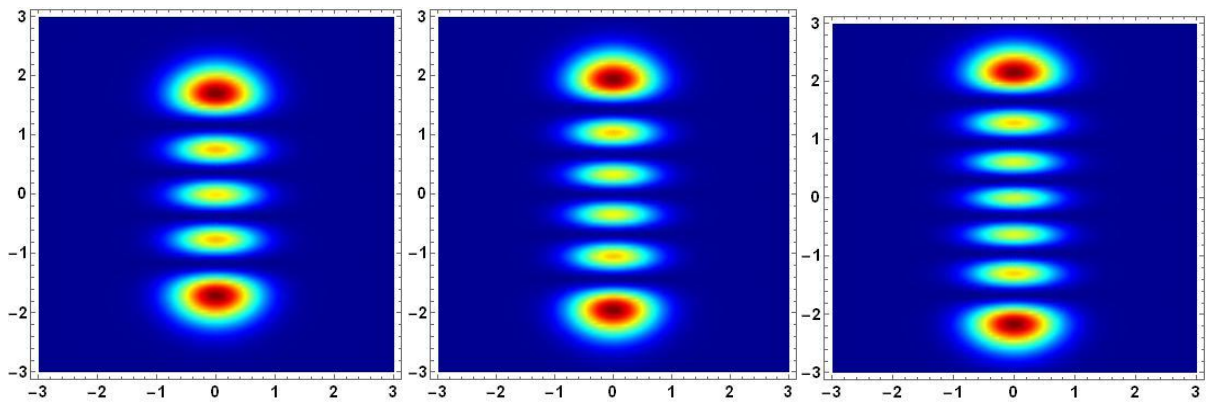


Figure 2.10 : Distribution d'intensité du champ magnétique des faisceaux Hermite Gauss : (HG₄₀, HG₅₀,HG₆₀), orientés selon l'axe 'y'.

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

La figure (2.10) représente la distribution du champ magnétique des faisceaux Hermite Gauss (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}) après la superposition orthogonale orientés .

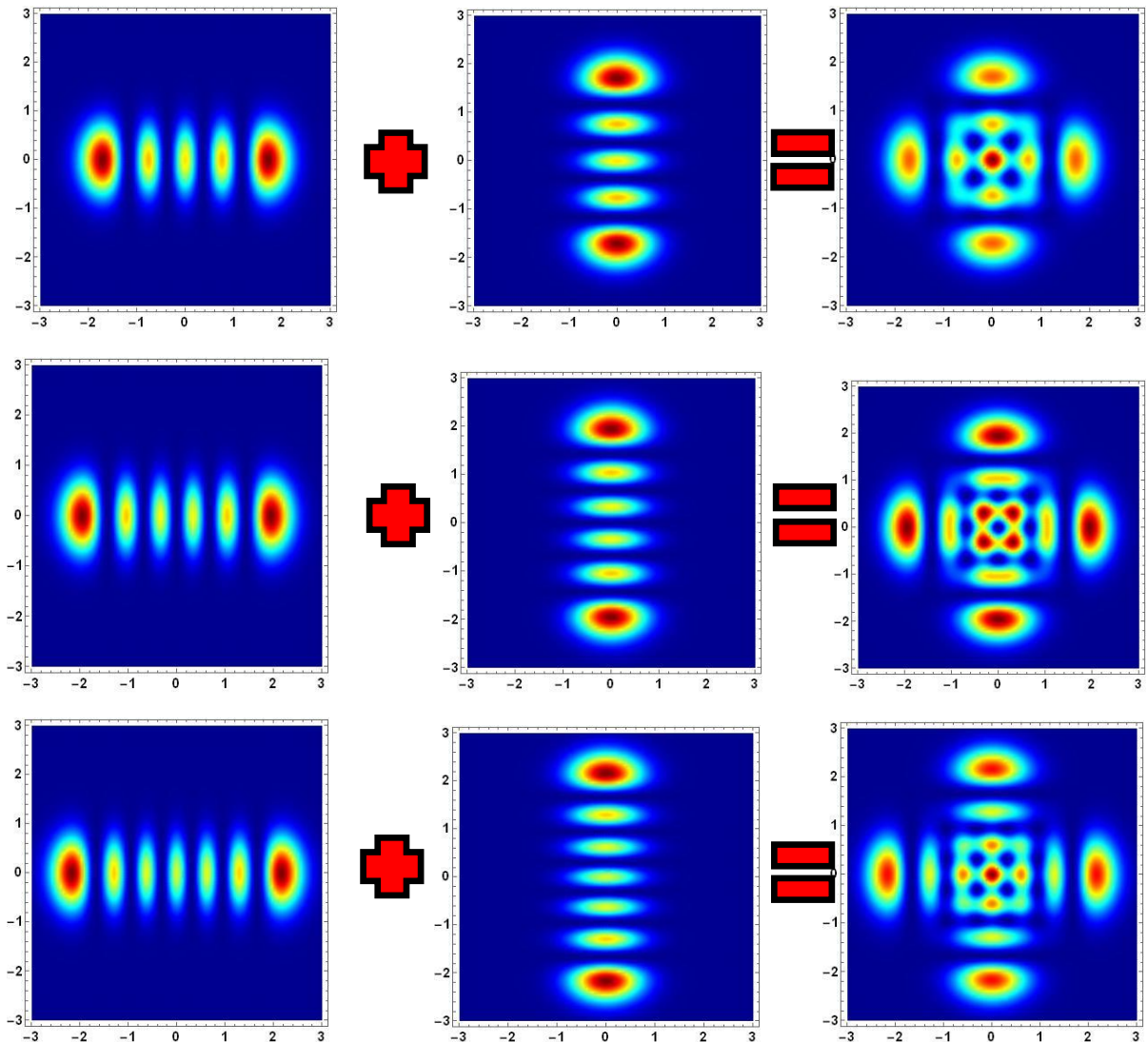


Figure 2.11 : Intensités du champ magnétique résultantes de la superposition des composantes orthogonales des faisceaux (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}).

Dans la (figure 2.11), après la superposition orthogonale des faisceaux d'Hermite Gauss orientés vers les axes 'x' et 'y' et après affichage des profils de densité transversaux des faisceaux HG pour certaines valeurs avec représentation de l'intensité et des directions des champs magnétiques, nous montrons que la représentation de la distribution des structures

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

vectorielles des champs magnétiques résultant de la superposition des composantes orthogonales du champ HG pour les trois ordres (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}) n'a pas changé est a conservé la même représentation d'intensités du champ électrique.

2.6.4. Représentation vectorielle des champs magnétiques.

Dans la figure suivante nous représentons certaines structures vectorielles de champs magnétiques résultant de la superposition de composantes orthogonales du champ HG de trois ordres différents (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}).

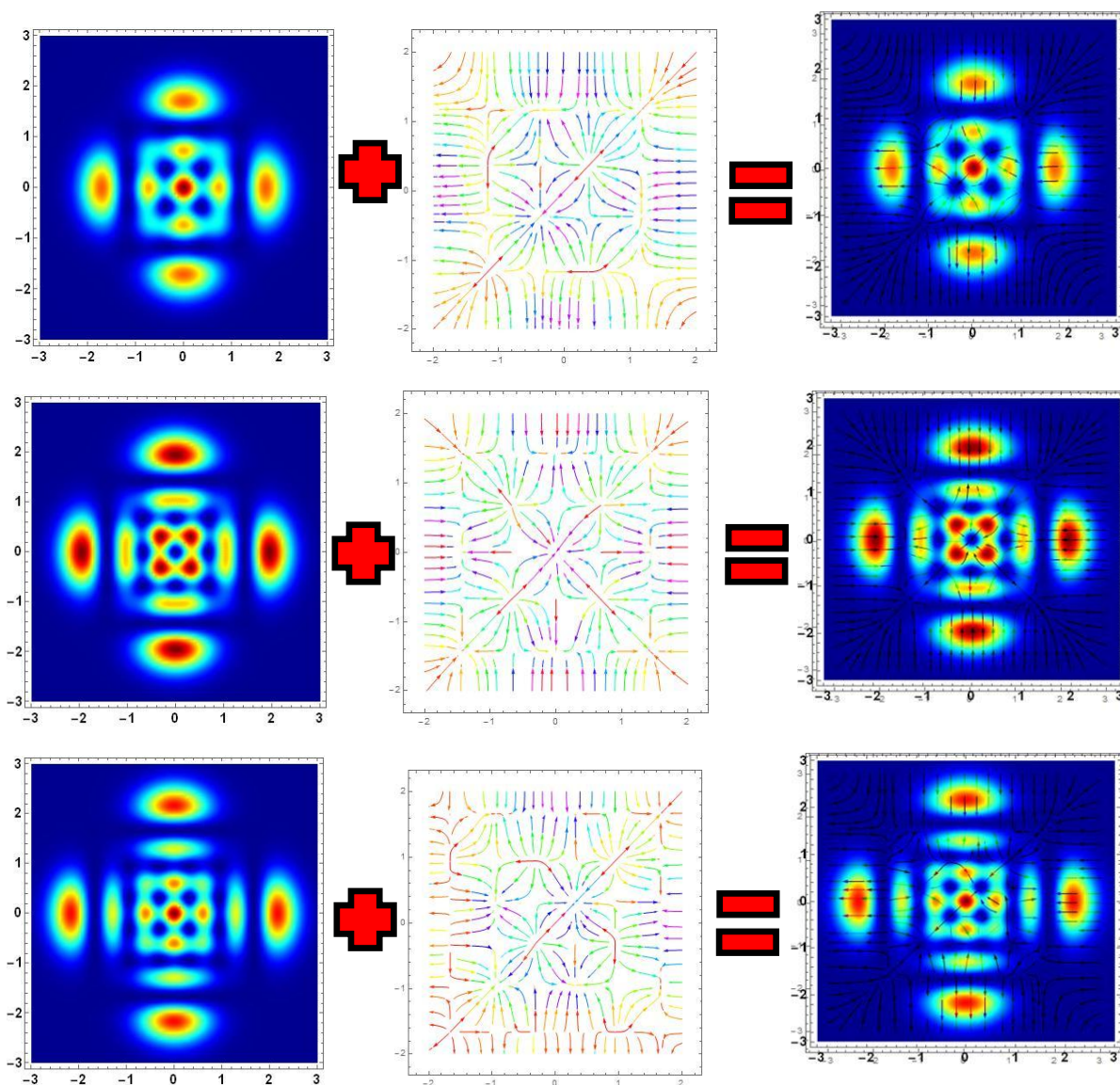


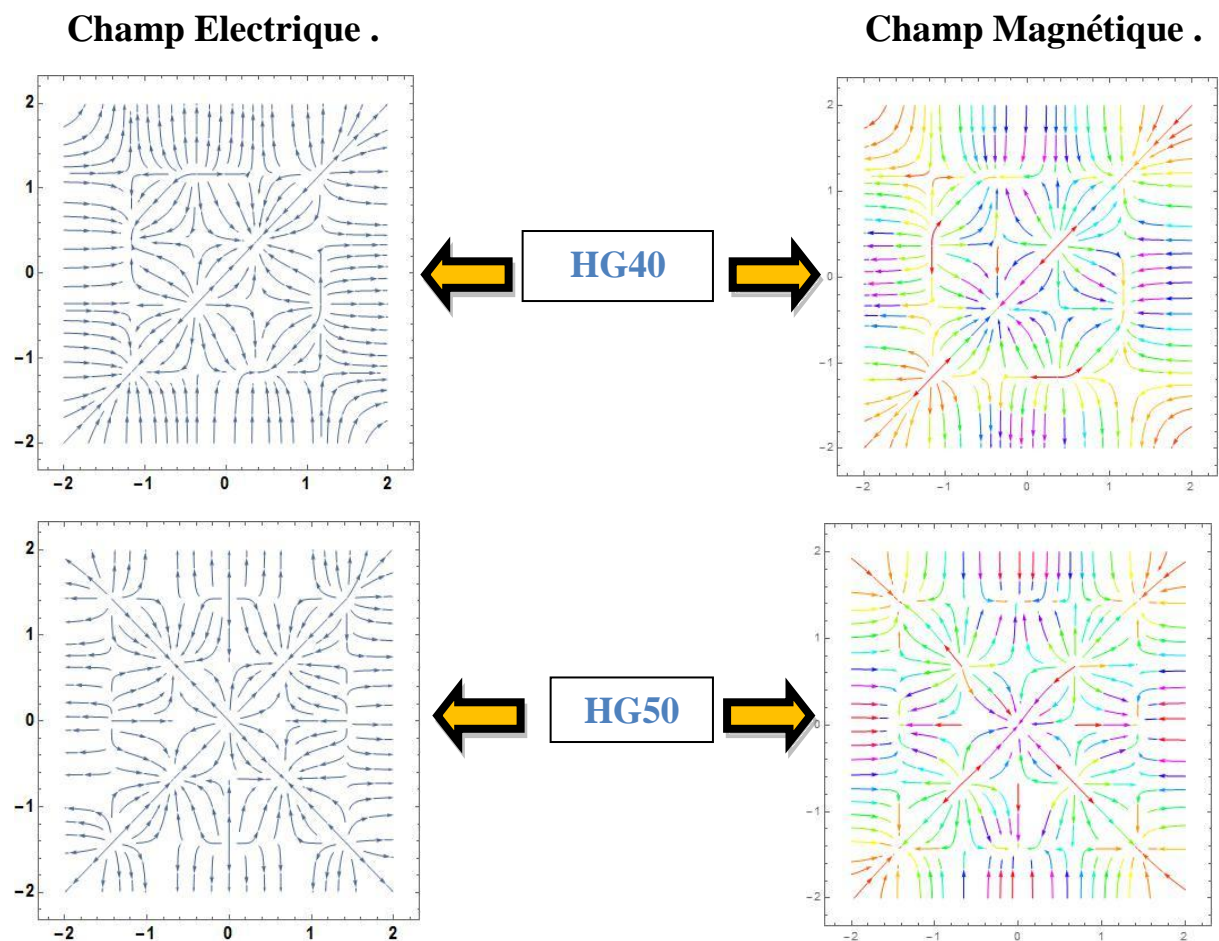
Figure 2.12 : Représentation vectorielle des champs magnétiques (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}).

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

Il existe une nette différence entre une représentation vectorielle des champs magnétiques et des champs électriques car on sait que les faisceaux polarisés radialement et azimutalement ont une distribution d'amplitude symétrique et que la direction de polarisation locale en chaque point de la section transversale du faisceau est orthogonale entre les deux faisceaux. Et il apparaît après la représentation que le vecteur du champ magnétique résultant de la superposition des composantes orthogonales du champ HG est opposé à la direction de la distribution du champ électrique pendant les trois ordres (HG_{40} , HG_{50} , HG_{60}) des faisceaux HG.

2.6.5. Représentation du champ électromagnétique.

Dans cette figure, nous étudions une comparaison générale entre le champ électrique et le champ magnétique en termes d'intensité et de répartition des bandes HG .



Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

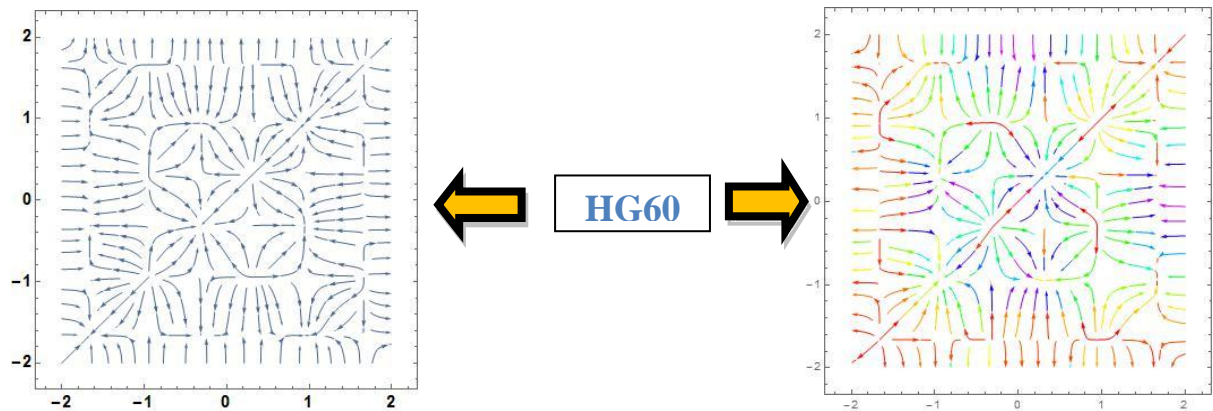


Figure 2.13 : Comparaison entre la représentation vectorielle du champ électrique et magnétique ($HG_{40}, HG_{50}, HG_{60}$).

Étant donné que les lignes de champ magnétique sont perpendiculaires au champ électrique, elles ne se croisent pas et ont également la même force magnétique lorsqu'elles tournent du pôle sud au pôle nord à une certaine vitesse et du pôle nord au pôle sud dans l'air. Plus la distance entre les pôles est grande, plus la densité entre les lignes de champ magnétique est faible.

Chapitre 02 : Génération des structures de champs électromagnétiques particuliers

2.7. Conclusion.

Dans cette partie, nous avons traité de la simulation et de la modélisation des distributions de champs et de la représentation vectorielle des champs électriques et magnétiques des porteurs laser Hermite-Gauss avec l'étude des changements résultant de chaque champ et la représentation des structures résultant des composantes superposées du champs électromagnétiques du faisceau en utilisant les lois de Maxwell.

Conclusion Général

Conclusion Général

Le Travail effectué dans le cadre de ce mémoire de master en commande électrique Le Mémoire Présenté la modélisation et la simulation de la superposition de faisceaux laser Vecteur liés à la structure et aux directions des champs électriques et magnétiques où nous avons les représentés à travers des faisceaux Hermite-Gausse et Laguerre-Gausse dans des modes spécifiques de haut niveau, à travers lesquels il était possible de savoir la distribution et la densité des champs électriques et magnétiques. Les résultats obtenus dans ce mémoire ont montré de nouveaux schémas de polarisation complexes et des diversités entre radial et azimutal qui ont permis de clarifier certains concepts de faisceaux laser, qui à leur tour sont devenus une solution magique pour de nombreux domaines et applications technologiques, le développement est encore pionnier dans ce domaine.

Reference Bibliographies

- [1] Allen, L., Barnett, S. M., and Padgett, M. J. (eds.), 2003, *Optical Angular Momentum*. Bristol: Institute of Physics.
- [2] Andrews, D. L. (ed.), 2008, *Structured Light and Its Applications*. Burlington, VT: Academic Press.
- [3] Siegman, A. E., 1986. *Lasers*. Mill Valley, CA: University Science Books.
- [4] Allen, L., Beijersbergen, M. W., Spreeuw, R. J. C., and Woerdman J. P., 1992. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre –Gaussian laser modes. *Phys. Rev. A*, 45, 8185–9.
- [5] Soskin, M. and Vasnetsov, M. V., 2001. Singular optics. *Progress in Optics* 42,219–76.
- [6] Molina-Terriza, G., Torres, J.P., and Torner, L., 2007, Twisted photons. *Nature Phys.*, 3, 305–10.
- [7] Fontana, J. R. and Pantell, R. H. 1983. A high-energy, laser accelerator for using the inverse Cherenkov effect. *J. Appl. Phys.*, 54, 4285–8.
- [8] Quabis, S., Dorn, R., Eberler, M., Glöckl, O., and Leuchs, G., 2000, Focusing light to a tighter spot. *Opt. Commun.*, 179, 1–7.
- [9] Dorn, R., Quabis, S., and Leuchs, G., 2003, Sharper focus for a radially polarized light beam. *Phys. Rev. Lett.*, 91, 233901-1–4.
- [10] Maurer, C., Jesacher, A., Fürhapter, S., Bernet, S., and Ritsch-Marte, M., 2007., Tailoring of arbitrary optical vector beams. *New J. Phys.*, 9, 78-1–20.
- [11] Freund, I., 2002, Polarization singularity indices in Gaussian laser beams. *Opt. Commun.*, 201, 251–70.
- [12] Beijersbergen, M. W., Allen, L., van der Veen, H. E. L. O., and Woerdman, J. P., 1993, Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum. *Opt. Commun.*, 96, 123–32.
- [13] Padgett, M. J. and Courtial, J., 1999, Poincare-sphere equivalent for light beams containing orbital angular momentum *Opt. Lett.*, 24, 430–2.
- [14] Agarwal, J., 1999, SU(2) structure of the Poincare sphere for light beams with orbital angular momentum *Opt. Soc. Am. A*, 16, 2914–6.
- [15] Mushiake, Y., Matsumura, K., and Nakajima, N., 1972, Generation of radially polarized optical beam mode by laser oscillation. *Proc. IEEE*, 60, 1107–9.

Reference Bibliographies

- [16] Young worth, K. S. and Brown, T. G., 2000, Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams. *Opt. Express*, 7, 77–87.
- [17] Baumann, S. M., Kalb, D. M., MacMillan, L. H., and Galvez, E. J., 2009, Propagation dynamics of optical vortices due to Gouy phase. *Opt. Express*, 17, 9818–27
- [18] Beckley, A. M., Brown, T. G. Brown, and Alonso, M. A., 2010, Full Poincare beams. *Opt. Express*, 18, 10777–85.
- [19] Zhan, Q., 2009, Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications. *Adv. Opt. Photon.*, 1, 1–57.
- [20] Tidwell, S. C., Ford, D. H., and Kimura, W. D., 1990, Generating radially polarized beams interferometrically. *Appl. Opt.*, 29, 2234–9.
- [21] Quabis, S., Dorn, R., and Leuchs, G., 2005, Generation of a radially polarized doughnut mode of high quality. *Appl. Phys. B*, 81, 597–600.
- [22] Stalder, M. and Schadt, M., 1996, Linearly polarized light with axial symmetry generated by liquid-crystal polarization converters. *Opt. Lett.*, 21, 1948–50.
- [23] Bomzon, Z., Biener, G., Kleiner, V. and Hasman, E., 2002, Radially and azimuthally polarized beams generated by space variant dielectric subwavelength gratings. *Opt. Lett.*, 27, 285–7.
- [24] Oron, R., Blit, S., Davidson, N., Friesem, A. A., Bomzon, Z., and Hasman, E., 2000, The formation of laser beams with pure azimuthally and radial polarization. *Appl. Phys. Lett.*, 77, 3322–4.
- [25] Kozawa, Y. and Sato., S., 2005, Generation of radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism. *Opt. Lett.*, 30, 3063–5.
- [26] Volpe, G. and Petrov, D., 2004, Generation of cylindrical vector beams with few-mode fibers excited by Laguerre–Gaussian beams. *Opt. Commun.*, 237, 89–95.
- [27] Ramachandran, S., Kristensen, P., and Yan, M.F., 2009, Generation and propagation of radially polarized beams in optical fibers. *Opt. Lett.*, 34, 2525–7.
- [28] Milione, H. I. Sztul, Alfano, R. R., and Nolan, D. A., 2009. Stokes polarimetry of a hybrid vector beam from a spun elliptical core optical fiber. *Proc. SPIE*, 7613,761305–10.
- [29] Fadeyeva, T. A., Shvedov, V. G., Izdebskaya, Y. V. et al., 2010, Spatially engineered polarization states and optical vortices in uniaxial crystal. *Opt. Express*, 18, 10848–63.
- [30] E. J. Galvez and S. Khadka, “Poincare modes of light,” *Proc. SPIE* 8274, 83740Y (2012).

Reference Bibliographies

[31] Walter, P., Aspelmeyer, M., Resch, K. J., and Zeilinger, A., 2005, Experimental violation of a cluster state Bell inequality. *Phys. Rev. Lett.*, 95, 020403-1–4.

[32] Walter, P., Resch, K.J., Rudolph, T. et al., 2005, Experimental one-way quantum computing. *Nature*, 434 169–76.

[33]. Q. Zhan, Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications, *Adv. Opt. Photon.* 1, p. 1-57, 2009. doi:10.1364/AOP.1.000001

[34] R. Hivet, E. Cancellieri, T. Boulier, D. Ballarini, D. Sanvitto, F. M. Marchetti, M. H. Szymanska, C. Ciuti, E. Giacobino, and A. Bramati *Phys. Rev. B* **89**, 134501

[35] Y. Zhao, Q. Zhan, Y. Zhang, and Y. Li, *Opt. Lett.* 30, 848 (2005).

Résume :

Ce Mémoire aborde une étude détaillée de la modélisation et de la simulation de la superposition de faisceaux laser vectoriels pour les colis Hermite-Gauss et Laguerre-Gauss et une représentation des relations entre colis en formant des rayons gaussiens de haut niveau créer des structures spécifiques de champs électriques et magnétiques et étudier les changements produits par chaque champ.

Mot Clé : Les Faisceaux Lasers, Les Faisceaux Hermite-Gauss, Laguerre-Gauss, Champ Electromagnétique

Abstract :

This thesis discusses a detailed study of the modeling and simulation of the superposition of vector laser beams For Hermit-Gauss and Laguerre-Gauss packages and a representation of the relationships between packages by forming high level Gaussian rays to create specific structures of electric and magnetic fields and to study the changes produced by each field.

Key Word: Laser Beams, Hermit-Gauss Beams, Laguerre-Gauss Beams, Electromagnetic Field

الملخص :

تناقش هذه الأطروحة دراسة تفصيلية لنمذجة و محاكاة تراكب أشعة الليزر المتجهة لحزم Hermite-Gauss و Laguerre-Gauss. و تمثيل للعلاقات بين الحزم من خلال تكوين أشعة غوسية عالية المستوى لإنشاء هياكل من المجالات الكهربائية و المغناطيسية و دراسة التغيرات الناتجة عن كل مجال.

الكلمة الرئيسية : Les Faisceaux Lasers, Les Faisceaux Hermite-Gauss, Laguerre-Gauss, Champ Electromagnétique