

**DECODIFICACIÓN DE DATOS DE UN HAZ LÁSER CON MOMENTO
ANGULAR ORBITAL ENTERO A PARTIR DE FILTROS NANOMÉTRICOS**

JESÚS HERNÁN MENDOZA CASTRO

**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE INGENIERÍAS FÍSICO - MECÁNICAS
ESCUELA DE INGENIERÍAS ELÉCTRICA, ELECTRÓNICA Y DE
TELECOMUNICACIONES
INGENIERÍA ELECTRÓNICA
BUCARAMANGA
2015**

**DECODIFICACIÓN DE DATOS DE UN HAZ LÁSER CON MOMENTO
ANGULAR ORBITAL ENTERO A PARTIR DE FILTROS NANOMÉTRICOS**

**TESIS PRESENTADA COMO REQUISITO PARA OPTAR POR EL TÍTULO DE
INGENIERO ELECTRÓNICO**

**POR:
JESÚS HERNÁN MENDOZA CASTRO**

**DIRECTOR:
YEZID TORRES MORENO
Físico, Ph.D**

**CODIRECTORES:
JAIME GUILLERMO BARRERO PÉREZ
Ingeniero Electricista, M.Sc.**

**CARLOS FERNANDO DÍAZ MEZA
Ingeniero Electrónico, M.Sc.**

**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE INGENIERÍAS FÍSICO - MECÁNICAS
ESCUELA DE INGENIERÍAS ELÉCTRICA, ELECTRÓNICA Y DE
TELECOMUNICACIONES
INGENIERÍA ELECTRÓNICA
BUCARAMANGA
2015**

DEDICATORIA

Al señor de la vida que nunca nos deja solos, de manera que a su modo y a su ritmo va poniendo lo necesario para seguir adelante, y construir un sueño que hoy es realidad

A mis papás que jamás han dado su brazo a torcer en su esfuerzo por querer darme la mejor educación y ejemplo posible, aun cuando esto signifique incontables sacrificios.

A mi papá Jesús, por su esfuerzo constante por ser un modelo de rectitud y compromiso, que día a día me enseña el valor de un buen ejemplo por encima de mil palabras de cariño.

A mi mamá Hercilia, por motivarme cada día a hacer la diferencia en cada cosa que haga, para entender que es a través del trabajo duro, y constante que se puede alcanzar cualquier meta.

A mi hermana Mónica por enseñarme el valor de la fortaleza, para no perder la esperanza, y ver que cada cosa llega a nuestra vida por una razón, y sin duda siempre llega para purificarnos.

A mi novia Ana por permitirme vivir el valor de los sueños como un regalo donde se te permite luchar con libertad, y a pesar de lo oscuro del camino siempre aparece una nueva esperanza de seguir caminando.

A toda mi familia y seres más queridos por todo su apoyo, motivación y confianza al creer en mí.

Y a todos aquellos que hicieron posible este sueño.

AGRADECIMIENTOS

A Dios por su generosidad al poner todo lo necesario para sacar adelante este proyecto, porque nada de lo que hoy está plasmado en este trabajo habría sido posible sin la influencia directa o indirecta de muchas personas, a las que agradezco profundamente por su constante motivación, que hizo de cada etapa de este proyecto, un reto satisfactorio y de mucho aprendizaje.

Agradezco al profesor Yezid Torres Moreno, mi director, por su orientación, apoyo y confianza al permitirme formar parte de su grupo de trabajo, con el cual pudimos resolver, adecuadamente los tropiezos, que se generaron durante el desarrollo del proyecto.

A Carlos Fernando Díaz mi codirector por todo su apoyo, disposición y acompañamiento, con el cual fue posible profundizar y hacer objetiva cada decisión en pro de obtener resultados contundentes.

A Cristian Hernando Acevedo, por sus constantes preguntas y discusiones, que siempre motivaron el perfeccionamiento de todas las metodologías usadas para el desarrollo de los objetivos.

A la universidad Industrial de Santander, y en especial a las Escuelas de Física y de Ingeniería Eléctrica, Electrónica y Telecomunicaciones, por brindarme la oportunidad, de participar de un proceso de formación que hoy me permite lograr un progreso tanto intelectual como personal.

A la profesora Maria Elena Gomez y Mario Quiñonez, del grupo de películas delgadas de la Univalle, por su disposición y colaboración en este objetivo.

A mis amigos y compañeros. A quienes trabajaron conmigo hombro a hombro durante cinco años poniendo lo mejor de su energía y empeño por el bien de nuestra formación profesional, compartiendo su confianza, tiempo.

TABLA DE CONTENIDO

	Pág.
INTRODUCCIÓN	19
1. MARCO TEÓRICO	21
1.1 MOMENTO ANGULAR ESPÍN.....	21
1.2 MOMENTO ANGULAR ORBITAL.....	22
1.3 DESCRIPCIÓN FÍSICA DE UN HAZ CON MOMENTO ANGULAR ORBITAL.....	22
1.3.1 Descripción de un haz láser	22
1.3.2 Descripción de un modo fundamental HG y LG en un haz láser.	26
1.3.3 Descripción de un modo fundamental Bessel-Gauss.	29
1.4 DEFINICIONES DE FRENTES DE ONDA PARA HACES CON MOMENTO ANGULAR ORBITAL.....	30
1.4.1 Discontinuidades de fase.	30
1.4.2 Forma tan – 1	31
1.5 TÉCNICAS DE GENERACIÓN DE HACES CON MOMENTO ANGULAR ORBITAL.....	32

1.5.1 Holograma tipo Tenedor.	32
1.5.2 Conversores astigmáticos.	33
1.5.3 Placa de fase.	35
1.6 MÉTODOS PARA LA DETECCIÓN DEL MOMENTO ANGULAR ORBITAL ..	36
1.6.1 Difracción por una abertura triangular.	37
1.6.2 Tratamiento digital de imágenes.	38
1.6.3 Interferometría.	39
2 IMPLEMENTACIÓN DEL SISTEMA DE GENERACIÓN DE HACES MAO (CODIFICACIÓN)	41
2.1 Definición de la fuente primaria del haz.....	41
2.2 Adecuación del camino de trazado del haz.	42
2.3 Definición de la cantidad y el valor asociado a los modos a transmitir.	44
3 REGLA DE BORN PARA UNA ABERTURA TRIANGULAR.....	46
4 VERIFICACIÓN DE LA CONSERVACIÓN DE LA CARGA TOPOLÓGICA LUEGO DE LA INTERACCIÓN DE UN HAZ MAO CON UN BORDE	53
5 TÉCNICA PARA LA CONVERSIÓN DE MODOS.....	63

6	FASE LOCAL RESPECTO AL CONVERTOR DE MODOS	72
7	DECODIFICACIÓN BASADA EN LA DIFRACCIÓN POR EL BORDE DE UNA PELÍCULA NANOMÉTRICA PARA HACES CON MOMENTO ANGULAR ORBITAL	74
8	MODELO DE INTERACCIÓN CON PELÍCULAS DELGADAS.....	82
9	CONCLUSIONES	85
10	OBSERVACIONES Y RECOMENDACIONES.....	87
	CITAS	88
	BIBLIOGRAFÍA.....	94

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
Figura 1. Momento angular de espín.	21
Figura 2. Representación del momento angular orbital para diferentes estados de fase.	22
Figura 3. Perfil de intensidad Gaussiano de un haz de luz.	25
Figura 4. Corte longitudinal de la distribución espacial de un haz.	25
Figura 5. Patrones de intensidad transversal para algunos modos HG00 (superior-izquierda), HG10 (superior-derecha), HG01 (inferior- izquierda), HG20 (inferior-derecha).	28
Figura 6. Patrones de intensidad transversal para algunos modos LG00 (superior-izquierda), LG20 (superior-derecha), LG11 (inferior- izquierda), LG10 (inferior-derecha).	29
Figura 7. Patrones de intensidad transversal para un haz Bessel – Gauss de orden cero (izquierda) y orden cinco (derecha).	30
Figura 8. Haz con momento angular orbital interpretado como un frente de onda con discontinuidades de fase.	31
Figura 9. Haz con momento angular orbital interpretado como un frente de onda de la forma $\tan - 1$	31
Figura 10. Holograma de fase generado, con carga topológica $l = 1$	33
Figura 11. Esquema de proyección de un haz fundamental sobre un holograma tipo tenedor.	33

Figura 12. Expansión polinomial de modos LG, para conversores astigmáticos.	34
Figura 13. Paso de una onda plana a través de una placa de fase en espiral.....	35
Figura 14. Simulación de una abertura anular para modos positivos 1, 2, 3 (inferior) y negativos -1, -2, -3 (superior).....	37
Figura 15. Esquema para la determinación de la carga topológica de un haz con momento angular orbital a partir de la relación entre los radios internos y externos.	38
Figura 16. Distancias radiales tanto teórico-experimentales como modeladas vs Carga topológica.....	39
Figura 17. Esquema experimental para la determinación de la carga topológica de un haz con momento angular orbital, con el uso de interferogramas.....	39
Figura 18. Curva experimental de polarización del láser usado.	42
Figura 19. Características del MEL.....	42
Figura 20. Fuente de generación de haces con momento angular orbital, láser (L) derecha, Modulador espacial de luz (MEL) izquierda.....	43
Figura 21. Vórtice en un plano de proyección ubicado a 5,5 [m] (a), en campo lejano (b) y simulación a $4 Zr(c)$	44
Figura 22. Magnitud y fase de un haz Bessel – Gauss, con carga topológica $m=3$	46
Figura 23. Patrón de difracción resultante al difractar un haz MAO con CT, $m=3$, a través de una abertura triangular.	47
Figura 24. Composición de la abertura triangular por tres rendijas disjuntas.	48

Figura 25. Patrones de difracción para $CT=3$, debidos a la contribución de cada ranura independiente, disjunta y etiquetada como A, B, C.	50
Figura 26. Patrones de difracción para $CT=3$, debidos a la contribución de cada par de ranuras independiente y etiquetadas como AB, BC, CA.	51
Figura 27. Patrón de Difracción reconstruido para $CT=3$	51
Figura 28. Patrón de difracción de un haz MAO con carga topológica tres, a través de un borde (a), usando para evaluar la carga topológica del haz una abertura triangular (b) y los resultados de simulación (c).	53
Figura 29. Esquema experimental para la verificación de la carga topológica de un haz MAO difractado a través de un borde.	54
Figura 30. Resultados experimentales para la figura de difracción de un haz MAO con carga topológica tres, a través de un borde de $\approx 660 [nm]$ (a), usando para evaluar la carga topológica del haz una abertura triangular (b), obteniendo el patrón (c).....	54
Figura 31. Patrón de difracción asociado a la incidencia de un haz MAO con carga topológica tres difractado por un borde (A, B, C) y su análisis usando una abertura triangular AT.	55
Figura 32. Patrón de difracción asociado a la incidencia de un haz MAO con carga topológica tres difractado por un doble borde ($A \cap B$, $A \cap C$, $B \cap C$) y su análisis usando una abertura triangular AT.	56
Figura 33. Geometría de interacción Borde-Abertura Triangular ($AB=A \cap B$, $AC=A \cap C$, $BC=B \cap C$).	56
Figura 34. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica tres.....	58
Figura 35. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (52) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica uno.....	58

Figura 36. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica cinco.	59
Figura 37. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica siete.	59
Figura 38. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica nueve.	59
Figura 39. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica veinte.	61
Figura 40. Figura de difracción de un haz MAO con carga topológica veintiuno, a través de un borde, usando para evaluar el factor de fase acimutal del haz una abertura triangular (superior). Perfil horizontal del plano de proyección del patrón de difracción (inferior).	62
Figura 41. Filtrado en el espacio de Fourier del modo CT=5 para obtener el modo CT=2. La multiplicación de a) y b) permite obtener c).....	63
Figura 42. Comparación magnitud y fase recuperadas (b), respecto a las teóricas (a) en el plano de la abertura triangular para m=2.	64
Figura 43. Comparación del perfil de fase de la CT= 2 (a), con el perfil de fase de la misma configuración de campo transversal, obtenido por conversión del modo 5 (b).....	65
Figura 44. Filtrado en el espacio de Fourier de un haz con CT=4 para obtener el modo CT=1. La multiplicación de a) y b) permite obtener c).....	66
Figura 45. Comparación magnitud y fase recuperadas (b), respecto a las teóricas (a) en el plano de la abertura triangular para m=1.	67

Figura 46. Comparación del perfil de fase de la CT= 1 (a), con el perfil de fase de la misma configuración de campo transversal, obtenido por conversión del modo 4 (b).....	67
Figura 47. Filtrado en el espacio de Fourier para convertir el modo de CT tres al modo de CT cero. La multiplicación de a) y b) permite obtener c).....	68
Figura 48. Comparación magnitud y fase recuperadas (b), respecto a las teóricas (a) en el plano de la abertura triangular para m=0.	68
Figura 49. Comparación del perfil de fase de la CT= 0, con el perfil de fase de la misma configuración de campo transversal, obtenido por conversión del modo 3.....	69
Figura 50. Filtrado en el espacio de Fourier de un haz con CT=10 para obtener el modo CT=7. La multiplicación de a) y b) permite obtener c).....	70
Figura 51. Comparación magnitud y fase recuperadas (b), respecto a las teóricas (a) en el plano de la abertura triangular para m=0.	70
Figura 52. Comparación del perfil de fase de la CT= 7, con el perfil de fase de la misma configuración de campo transversal, obtenido por conversión del modo 10.....	71
Figura 53. Etiqueta de spots, para estudiar la fase asociada a cada uno, en un patrón de difracción de un haz MAO con CT=5 (b), y CT=2 (a).....	72
Figura 54. Curva de Transmitancia experimental para SrTiO3 (Azul), y TiO2 (Naranja).....	74
Figura 55. Posiciones sucesivas verticales del borde nanométrico utilizado, respecto al vórtice óptico del haz MAO.....	75
Figura 56. Figuras de difracción asociadas a las cargas topológicas de m=±3 para cinco posiciones verticales relativas al vórtice óptico de un haz MAO.	76

Figura 57. Perfiles horizontales de intensidad para los patrones de difracción asociados a la interacción del haz MAO con carga topológica tres positiva, por un borde nanométrico en tres posiciones diferentes, visto a través de la abertura triangular AT y al centro de la figura de difracción.....	77
Figura 58. Resultados simulados del campo lejano de un haz MAO entero, $m=\pm 1 \rightarrow \pm 5$, por el borde de la película gruesa, $e \gg \lambda$ vista a través de AT.....	78
Figura 59. Resultado experimental del campo lejano del haz MAO, $m=\pm 1 \rightarrow \pm 5$, por el borde de la película ($T_i=0,2\%$, $e \approx 660$ [nm]); vista a través de AT.....	78
Figura 60. Perfiles de intensidad en campo lejano para haces MAO con CT $m=+1$ teórico (izquierda), experimental (derecha).	79
Figura 61. Geometría del modelo de propagación de un haz MAO difractado a través de un obstáculo de dimensiones comparables a la longitud de onda incidente.	82
Figura 62. Vórtice con carga topológica ocho, en propagación, para cinco posiciones antes del plano focal posterior de una lente de Fourier corregida.	83
Figura 63. Vórtice justo antes del plano focal posterior (izquierda), muy cerca al foco (centro), después del plano focal posterior (derecha) para cargas topológicas de ± 8	84

LISTAS DE TABLAS

	Pág.
Tabla 1. Correlación entre los patrones de difracción reconstruidos y teóricos.	60
Tabla 2. Resultados, respecto a la fase recuperada luego de la transformación.	69
Tabla 3. Rangos de fase en radianes asociado a cada spot del patrón de difracción de un haz MAO con $CT=2$ para fase inicial distinta.	73
Tabla 4. Rangos de Fase asociado a los spots del patrón de difracción de un haz MAO con cada spot interno de $CT=5$ para fase inicial distinta.	73
Tabla 5. Error de simetría cuantificado entre los primeros lóbulos laterales coincidentes, respecto al centro para el perfil del patrón de difracción del haz con carga topológica tres positiva.	77
Tabla 6. Error de simetría cuantificado entre los primeros lóbulos coincidentes, respecto al centro del perfil del patrón de difracción de haces MAO con carga topológica $m=+1 \rightarrow +5$. Obtenidos por simulación.	80
Tabla 7. Error de simetría cuantificado entre los primeros lóbulos coincidentes, respecto al centro del perfil del patrón de difracción de haces MAO con carga topológica $m=+1 \rightarrow +5$. (Obtenidos de forma experimental).	80

RESUMEN

TÍTULO: DECODIFICACIÓN DE DATOS DE UN HAZ LÁSER CON MOMENTO ANGULAR ORBITAL ENTERO A PARTIR DE FILTROS NANOMÉTRICOS*.

AUTOR: JESÚS HERNÁN MENDOZA CASTRO**

PALABRAS CLAVE: Momento Angular Orbital, Películas delgadas, Codificación, Decodificación, Carga Topológica, Comunicaciones Ópticas.

DESCRIPCIÓN

El momento angular orbital ha revolucionado la visión sobre las comunicaciones ópticas, ya que un haz de luz con esta propiedad no necesita interrumpirse para el traspaso de datos, confiere inmunidad a la interferencia electromagnética, permite un aumento en el ancho de banda, la tasa de transmisión y la capacidad de información, haciendo más eficiente este proceso.

Sustentados en la posibilidad de codificar información a partir de esta propiedad intrínseca de la luz, se hace necesario sistemas de decodificación, que integren al hardware del sistema, una forma alternativa para la detección, solucionando el problema de las técnicas actuales, cuya principal desventaja es requerir de la utilización de fuentes de energía adicionales, que incrementan el costo de implementación, y la hacen menos compacta.

La finalidad del trabajo va encaminada hacia el modelado de un sistema opto-electrónico decodificador que discrimine el momento angular del haz, asociado a la información transmitida y la traduzca, desde el canal de transmisión escogido (aire libre) a información reconocible. La metodología actual que se sigue para este fin, integra el uso de películas de espesor de orden nanométrico, cuyas características de diseño permiten que de acuerdo a la interacción con un haz MAO, pueda distinguirse su carga topológica.

* Proyecto de Grado

** Facultad de Ingenierías Fisicomecánicas, Escuela de Ingenierías Eléctrica Electrónica y de Telecomunicaciones, Facultad de Ciencias, Escuela de Física Director: Yezid Torres Moreno, Codirectores: Carlos Fernando Díaz, Jaime Guillermo Barrero

ABSTRACT

TITLE: DATA DECODING OF ORBITAL ANGULAR MOMENTUM INTEGER BEAMS USING NANOMETRIC FILTERS*.

AUTHOR: JESÚS HERNÁN MENDOZA CASTRO**

KEYWORDS: Orbital Angular Moment, Thin Films, Encoding, Decoding, Topological Charge, Optical Communications.

DESCRIPTION

The orbital angular momentum revolutionized optical communications, like a beam of light with this property need not be interrupted for the transfer of data, provides immunity to electromagnetic interference, allows increase bandwidth, rate and transmission capacity information, making the process more efficient.

Supported by the ability to encode information from this intrinsic property of light, is necessary the development of decoder systems that integrate to hardware systems, different ways to detect, solving the problem of current techniques, which main disadvantage is to require the use of additional energy sources, increasing the implementation cost, and make it less compact.

The purpose of this research is towards modeling an optoelectronic decoder system which discriminates the orbital angular momentum in the beam, associated with transmitted information and translates it from the selected transmission channel (outdoor atmosphere) to a recognizable information. Current methodology proposed for this purpose, integrates the use of thin films of nanometric order, whose design features allows interaction with MAO beams that, can be distinguish its topological charge.

* Undergraduate Dissertation

** Faculty of Physical-Mechanical Engineering, School of Electrical, Electronic and Telecommunications Engineering, Faculty of Science, School of Physics. Director: Yezid Torres Moreno Codirectors: Carlos Fernando Díaz, Jaime Guillermo Barrero.

INTRODUCCIÓN

A lo largo de la historia, se ha venido observando que el desarrollo de la visión sobre el mundo Físico y su interacción con las fuerzas fundamentales, ha dado cada vez más relevancia a la luz, como uno de los fenómenos electromagnéticos de mayor importancia en el desarrollo de la vida y como base fundamental, para muchas de las soluciones prácticas, que hoy, hacen más fácil nuestra existencia. Por esta razón al considerar las aplicaciones de mayor impacto dentro de las cuatro grandes áreas de influencia de la óptica (Instrumentación , Metrología , Comunicaciones , Óptica de Frontera), se destacan los usos industriales, en medicina, biología, comunicaciones, monitoreo ambiental, entre muchas otras [1].

Estos desarrollos se han dado a partir del estudio del comportamiento, de algunas de las propiedades de la luz, donde se destacan la intensidad en la transmisión de datos o iluminación, el análisis del contenido espectral, asociado a los colores, para la construcción de imágenes, identificación de compuestos, etc., por mencionar algunas aplicaciones [2]. Paralelo a estas propiedades existe el Momento Angular Espín, y el Momento Angular Orbital [3]. Este último con gran potencial para generar y mejorar aplicaciones existentes en la ingeniería, dentro de las comunicaciones, como lo describe el artículo de la BBC News, que destaca como muy prometedora esta nueva tecnología [4].

El Momento Angular Orbital ha revolucionado muchos campos, en especial y para nuestro interés, ha transformado la visión sobre las comunicaciones ópticas [5]. Actualmente el envío de datos a través de una fibra óptica, usa un principio de codificación donde se asocia el bit 1 a un pulso de luz y a su ausencia el bit 0 [7]. Estas características, son superadas por el Momento Angular Orbital, ya que no necesita interrumpir el haz para el traspaso de datos, proporciona inmunidad a la interferencia electromagnética, aumenta el ancho de banda, la tasa de transmisión

y la capacidad del canal, haciendo más eficiente el proceso de comunicación [6].

Por esta razón, actualmente se han desarrollado métodos, que permiten estudiar a profundidad la aplicabilidad del MAO. Dentro de estos métodos, se han producido técnicas para la generación y detección, con procedimientos experimentales, como por ejemplo: tratamiento digital de imágenes [7], difracción holográfica [5], e interferometría [8] entre otras.

A continuación, se muestran la metodología y los desarrollos asociados a la construcción e implementación de una arquitectura de decodificación de datos, sustentada en la utilización de filtros de orden nanométrico. Para este fin se analiza, y relaciona la teoría básica de la propiedad MAO para el desarrollo experimental propuesto, los argumentos de selección, de componentes de diseño del sistema decodificador, así como los detalles experimentales, discusiones y resultados, para los cuales se mostrará la validez del método propuesto para la decodificación de información.

1. MARCO TEÓRICO

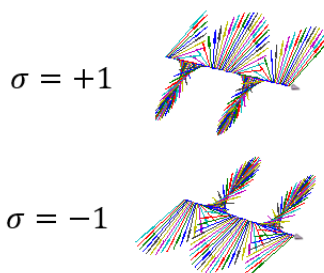
Desde el punto de vista clásico, las ondas electromagnéticas, moviéndose en el espacio libre, corresponden a dos campos oscilantes ortogonales entre sí, que se desplazan en la dirección transversal a ellos [9]. Esta radiación electromagnética contiene energía y momento. El momento puede tener contribuciones tanto lineales, como angulares. La contribución angular involucra entonces una parte de espín, asociado a la polarización, y otra de naturaleza orbital asociada a la distribución espacial [10].

Para introducir el concepto de momento angular orbital es necesario conocer la naturaleza del momento angular espín, como la primera aproximación hacia lo que representa físicamente este concepto.

1.1 MOMENTO ANGULAR ESPÍN.

El momento angular espín de las partículas subatómicas, por la cual toda partícula elemental tiene un momento angular intrínseco de valor fijo, expresa una rotación sobre su mismo eje [11]. Éste puede ser positivo o negativo según el sentido de giro (derecha - izquierda), como se observa en la Figura 1. Desde el punto de vista de la polarización circular, estos sentidos de giro pueden entenderse como levógiros o dextrógiros, respectivamente.

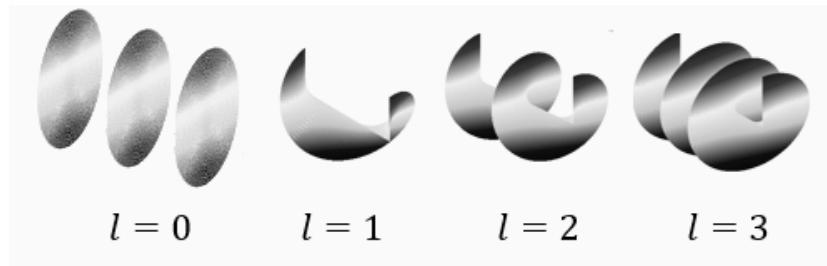
Figura 1. Momento angular de espín.



1.2 MOMENTO ANGULAR ORBITAL.

El momento angular orbital es por otra parte una propiedad física, que se manifiesta en la rotación del frente de onda, mientras va propagándose [10, 12]. Esto debido al giro del frente de onda sobre el eje de propagación, o discontinuidades en la fase del frente de onda [10, 11].

Figura 2. Representación del momento angular orbital para diferentes estados de fase.



1.3 DESCRIPCIÓN FÍSICA DE UN HAZ CON MOMENTO ANGULAR ORBITAL.

Para comprender la dinámica de un haz con momento angular orbital es necesario, identificar las características, que describen la distribución de campo de un láser.

1.3.1 Descripción de un haz láser Un haz láser, puede entenderse como un campo en propagación, cuya descripción físico-matemática se deriva de las ecuaciones de Maxwell considerando el espacio libre de cargas y corrientes [13].

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

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

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

$$\nabla \times \vec{B} = \left(\frac{1}{c^2}\right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4)$$

A partir de las consideraciones descritas, para la electrodinámica de campos a través de (1) a (4) se deriva la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \vec{E} - \left(\frac{1}{c^2}\right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (5)$$

Al realizar una transformación al dominio fasorial se obtiene:

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (6)$$

De esta manera, en general para una componente de campo o escalar u de luz coherente, se satisface la ecuación de onda escalar de Helmholtz.

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0 \quad (7)$$

Donde $k = 2\pi/\lambda$ y representa el número de onda en el medio. Al tener en cuenta que la luz viaja en dirección z , la ecuación general de onda en el dominio espacial de la frecuencia se escribe:

$$u = \psi_{(x,y,z)} \exp(-jkz) \quad (8)$$

Donde ψ es una función compleja que representa las diferencias entre un haz de láser y una onda plana, como son la distribución de intensidad no uniforme, la expansión del haz con respecto a la distancia de propagación, curvatura del frente de fase, por mencionar algunas de ellas. Al insertar (8) en (7) obtenemos:

$$\exp(-jkz) \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right] - ((2jk) \exp(-jkz)) \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

$$\nabla^2 \psi - j2k \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

De manera que (10) corresponde con la ecuación paraxial de Helmholtz, donde ψ tiene variaciones transversales muy pequeñas respecto a la distancia recorrida z [14], el laplaciano es el laplaciano transversal.

La ecuación diferencial para ψ tiene una forma similar a la ecuación de Schrödinger. Por esta razón se puede ver que:

$$\psi = \exp \left[-j \left(P + \frac{k}{2q} r^2 \right) \right] \quad (11)$$

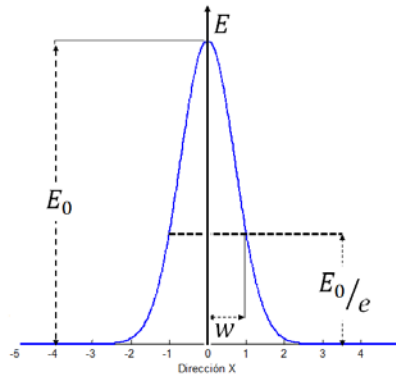
Corresponde a una solución de la ecuación paraxial de Helmholtz, donde:

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (12)$$

P , función de z , representa un cambio de fase complejo que está asociado con la propagación del haz de luz y q también dependiente de z , es un parámetro complejo que describe una variación gaussiana en la intensidad de la onda electromagnética con respecto a la distancia r al eje óptico, así como la curvatura de fase frontal, la cual es esférica cerca del eje óptico.

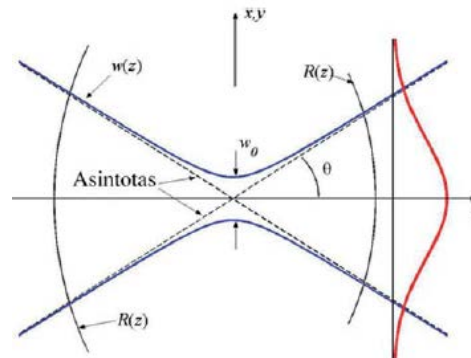
Un haz de luz coherente con un perfil de intensidad gaussiano como el obtenido anteriormente (ver Figura 3.), no es la única solución a la ecuación de Helmholtz, pero sin duda es una de las más importantes. Este haz es comúnmente llamado, "Modo Fundamental", al compararlo con modos de alto orden, como los que se describirán posteriormente.

Figura 3. Perfil de intensidad Gaussiano de un haz de luz.



Partiendo de estas consideraciones, para el frente de onda de un haz, es necesario tener en cuenta las características de propagación del mismo, para esto se hace la introducción de dos parámetros $R(z)$ y $w(z)$. Como se observa en la Figura 4, $R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda que intercepta el eje z , $w(z)$ es una medida del decrecimiento del campo de amplitud E , con la distancia al eje. Este decrecimiento se da siguiendo una curva de Gauss. w es la distancia a la cual la amplitud es E_0/e veces su valor máximo transversal al eje de propagación.

Figura 4. Corte longitudinal de la distribución espacial de un haz.



Fuente: RODRÍGUEZ MORALES G., SÁNCHEZ CRUZ F., MARTÍNEZ MARTÍNEZ S., "Ingeniería de haces láser: Propiedades, manipulación, y aplicaciones", Ingenierías, 2009, Vol 12, No 44, pp. 16- 20.

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_r^2}{z^2} \right) \quad (13)$$

La expresión anterior (13) relaciona, la constante z_r , que es llamado el rango Rayleigh. Este parámetro indica, la distancia límite en la cual la difracción del láser no cambia considerablemente y se comienza a perder paulatinamente la coherencia espacial, debido a un aumento significativo del tamaño del haz y de su divergencia.

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (14)$$

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (15)$$

En síntesis el rango Rayleigh, se puede considerar como un umbral hasta donde se garantiza la naturaleza paraxial del rayo.

$$w^2(z) = w_0^2 + \theta^2 z^2 \quad (16)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left[\frac{z}{z_r} \right]^2} \quad (17)$$

Donde w_0 representa la cintura del haz.

1.3.2 Descripción de un modo fundamental HG y LG en un haz láser. Al tener en cuenta las consideraciones de distribución de campo transversal de un haz láser, es necesario plantear dos soluciones a la aproximación paraxial: Haces Hermite-Gauss (HG) y Laguerre- Gauss (LG), cuya principal diferencia, se da en que los HG

se formulan con simetría cartesiana y los LG con cilíndrica, integrando el término $e^{-jl\varphi}$ de distribución acimutal [15].

Los modos HG y LG son conocidos como modos transversales electromagnéticos (**TEM**).

La expresión, que modela la configuración de campo transversal de los haces tipo HG [16], está dada como:

$$\psi(x, y, z)_{nm} = \frac{C_o w_o}{z_r w(z)} \cdot e^{-\frac{(x^2+y^2)}{w^2(z)}} \cdot H_n\left(\frac{\sqrt{2} \cdot x}{w(z)}\right) \cdot H_m\left(\frac{\sqrt{2} \cdot y}{w(z)}\right) \cdot e^{-j\left[\frac{k(x^2+y^2)}{2R(z)} - \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_r}\right) \cdot (n+m+1)\right]} \quad (18)$$

$$C_o = \sqrt{\frac{2}{\pi n! m!}} 2^{-\frac{(n+m)}{2}} \quad (19)$$

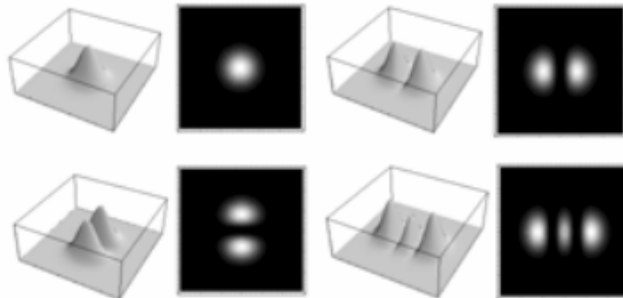
Donde los parámetros n, m , representan la configuración modal del láser, w_o el “beam waist” o cintura del haz, z_r el rango Rayleigh, $w(z)$ el radio del haz en función de la distancia de propagación, $R(z)$ el radio de curvatura del frente de onda, ecuación (13) y H_n las funciones Hermitte (ver Figura 5), cuya representación matemática se muestra a continuación:

$$H_n(x) = \sum_{s=0}^{\lfloor n/2 \rfloor} (-1)^s (2x)^{n-2s} \frac{n!}{(n-2s)! s!} \quad (20)$$

$$H_0(x) = 1; H_1(x) = 2x; H_2(x) = 4x^2 - 2; \dots \quad (21)$$

Donde $\lfloor n/2 \rfloor$ representa la parte entera del índice modal $n/2$.

Figura 5. Patrones de intensidad transversal para algunos modos HG00 (superior-izquierda), HG10 (superior-derecha), HG01 (inferior-izquierda), HG20 (inferior-derecha).



Fuente: MONCADA M., RAMÍREZ C., “Transformación de un modo HG en un modo LG vía conversores astigmáticos”, Revista Colombiana de Física, (2006), Vol. 38, No. 1, pp. 129-132.

Ahora bien al considerar la expresión de los modos LG se deben tener en cuenta, las transformaciones descritas en (22) y (23) para resolver (10)

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (22)$$

$$\varphi = \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right) \quad (23)$$

De manera que resolviendo (10) se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \psi(x, y, z)_{lp} = & \frac{C_1 w_0}{z_r w(z)} \cdot e^{\frac{-r^2}{w^2(z)}} \cdot L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \\ & \cdot \left(\frac{\sqrt{2} \cdot r}{w(z)} \right)^l \cdot e^{-j \left[\frac{kr^2}{2R(z)} + \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_r}\right) \cdot (l+p+1) \right]} \cdot e^{-jl\varphi} \end{aligned} \quad (24)$$

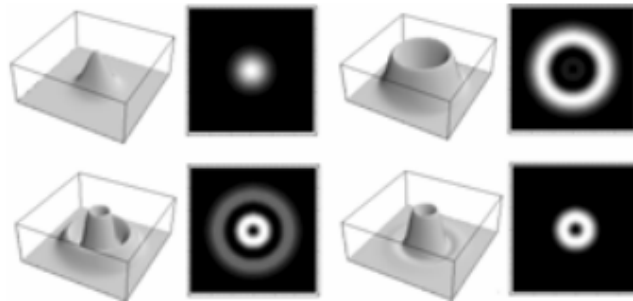
$$C_1 = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(l+p)!}} \quad (25)$$

Donde l, p de las ecuaciones (24) y (25) representan la configuración modal del láser, l el índice acimutal, p el índice radial, y L_p^l los polinomios generalizados de Laguerre (ver Figura 6), cuya representación matemática es:

$$L_p^l(r^2) = \sum_{m=0}^p (-1)^m \frac{(l+p)! (r^2)^m}{(p-m)! (l+m)! m!} \quad (26)$$

$$L_0^0(r^2) = 1; L_1^0(r^2) = 1 - r^2; L_2^0(r^2) = 0.5((r^2)^2 - 4r^2 + 2); \dots \quad (27)$$

Figura 6. Patrones de intensidad transversal para algunos modos LG00 (superior-izquierda), LG20 (superior-derecha), LG11 (inferior-izquierda), LG10 (inferior-derecha).

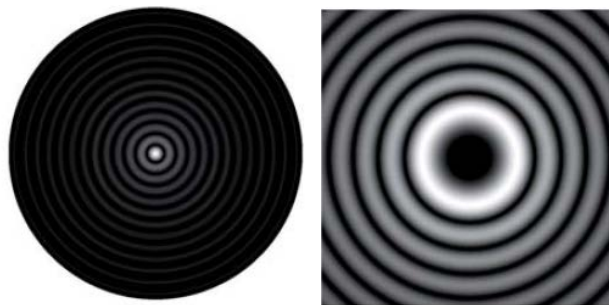


Fuente: MONCADA M., RAMÍREZ C., "Transformación de un modo HG en un modo LG vía conversores astigmáticos", Revista Colombiana de Física, (2006), Vol. 38, No. 1, pp. 129-132.

1.3.3 Descripción de un modo fundamental Bessel-Gauss. Los haces Bessel son la solución a la ecuación de Helmholtz, en coordenadas circulares. Este tipo de

haces genera un patrón de círculos concéntricos que se extienden hasta el infinito. Este tipo de haces poseen la propiedad de no modificar su perfil de intensidad durante la propagación (ver Figura 7). La descripción matemática de esta configuración de campo transversal, es descrita y usada posteriormente en simulaciones numéricas.

Figura 7. Patrones de intensidad transversal para un haz Bessel – Gauss de orden cero (izquierda) y orden cinco (derecha).



Fuente: RODRÍGUEZ MORALES G., et al, "Ingeniería de haces láser: Propiedades, manipulación, y aplicaciones", Ingenierías, Vol 12, No 44, (2009); p. 16- 20.

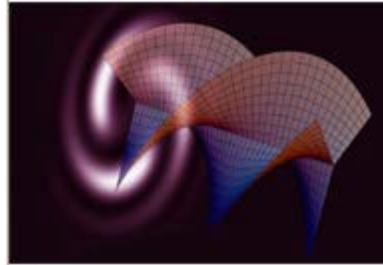
1.4 DEFINICIONES DE FRENTES DE ONDA PARA HACES CON MOMENTO ANGULAR ORBITAL.

Enunciadas las características físicas y el modelado matemático, de un haz con MAO, y para entender la distribución espacial de luz del mismo es necesario comprender las diferentes interpretaciones, a que puede tener esta propiedad en el frente de onda.

1.4.1 Discontinuidades de fase. Dentro de las características de un haz con momento angular orbital, están incluidas las discontinuidades de fase producidas al insertar un valor de carga topológica. Esta interpretación permite distinguir el frente de onda como un conjunto de espirales centradas, que corresponden con el número

de discontinuidades de fase asociadas al estado del momento angular orbital del haz propagándose.

Figura 8. Haz con momento angular orbital interpretado como un frente de onda con discontinuidades de fase.

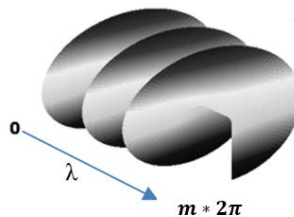


Fuente: PADGETT M. J., "Light's Twist", Plenary lecture given as part of the Photon 08 conference in receipt of Division prize in Photonics, Glasgow, (2008).

Como se observa en la Figura 8, se pueden distinguir tres espirales, que corresponden a tres discontinuidades de fase asociadas a un haz con carga topológica tres.

1.4.2 Forma \tan^{-1} . Esta forma del frente de onda, sigue un patrón helicoidal por el cual se puede diferenciar cada una de las cargas topológicas de acuerdo al número de rotaciones del frente de onda de fase de la forma $\pm 2\pi/m$, contenidas siempre en una longitud de onda.

Figura 9. Haz con momento angular orbital interpretado como un frente de onda de la forma \tan^{-1} .



1.5 TÉCNICAS DE GENERACIÓN DE HACES CON MOMENTO ANGULAR ORBITAL.

1.5.1 Holograma tipo Tenedor. Un haz láser tiene esencialmente un frente de onda esférico, y dado que las singularidades de fase en un campo óptico aparecen como manchas oscuras aisladas, pueden producirse usando hologramas generados por computador. El diseño de estos hologramas tipo tenedor (del inglés fork), introduce el término de fase $e^{jnl\varphi(x,y)}$ en el frente de la onda electromagnética que se propaga. La función de transmitancia asociada, al holograma [18-20], proyectado sobre un MEL (Modulador espacial de luz), constituido por una matriz de pixeles, se muestra como:

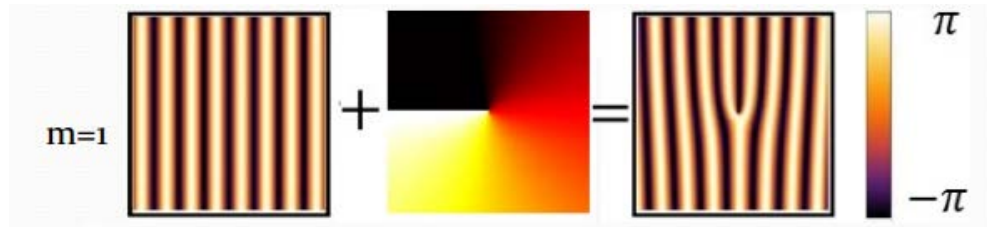
$$T(x, y) = \frac{1}{2} - \sum_{n=1}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cos(n(k_a x - l\varphi(x, y))) \quad (28)$$

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1}(y/x) \quad (29)$$

n representa el orden de difracción, k_a es la periodicidad espacial de las franjas cosenoidales en el holograma, l la carga topológica de la función de transmitancia, y $\varphi(x, y)$ la fase de la distribución espacial de luz (ver Figura 10).

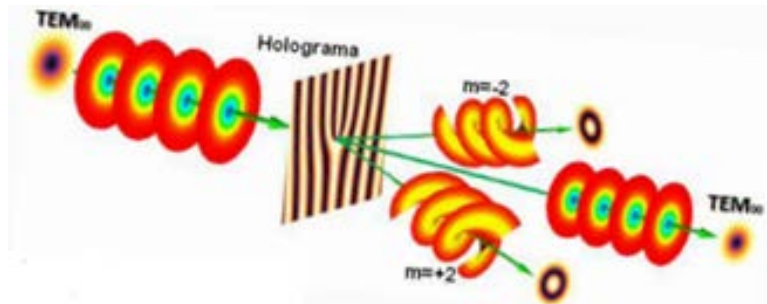
La geometría del problema se observa en la Figura 11, donde un haz fundamental incide sobre el patrón holográfico, descrito por la ecuación (28), y representado en la Figura 10, de manera que se produce una configuración de campo transversal resultante, con MAO entero definido. Es importante destacar la orientación del vórtice de salida, asociado, por ejemplo al orden de difracción ± 2 como se observa en Figura 11.

Figura 10. Holograma de fase generado, con carga topológica $l = 1$.



Fuente: PADGETT M. J., "Light's Twist", Plenary lecture given as part of the Photon 08 conference in receipt of Division prize in Photonics, Glasgow, (2008).

Figura 11. Esquema de proyección de un haz fundamental sobre un holograma tipo tenedor.



Fuente: BAZHENOV V., VANETSOV M. and SOSKIN M., "Laser beams with screw dislocations in their wavefronts", American Institute of Physics, 1990, Vol 52, No. 8, pp. 429-431.

1.5.2 Conversores astigmáticos. La principal característica de esta técnica de generación de haces con MAO, se fundamenta, en las expansiones polinomiales a las que tiene lugar un modo HG, respecto a uno LG, de manera que se puede expresar un modo HG a partir de LG y viceversa [21, 22].

$$\psi(x, y, z)_{lp}^{LG} = \sum_{k=0}^q j^k B(n, m, k) \psi(x, y, z)_{q-k, k}^{HG} \quad (30)$$

$$q = n + m \quad (31)$$

$$B(n, m, k) = \sqrt{\frac{(q-k)! k!}{2^q n! m!}} \frac{1}{k!} \left. \frac{d^k [(1-t)^n (1+t)^m]}{dt^k} \right|_{t=0} \quad (32)$$

Donde el índice radial p y el acimutal l del haz LG generado corresponde a:

$$p = \min(n, m) \quad (33)$$

$$l = n - m \quad (34)$$

Para entender esta transformación es necesario comprender, que una configuración de índices modales n, m para distribución HG ($HG_{n,m}$), corresponde a una configuración modal LG con índices p, l ($LG_{p,l}$)[15].

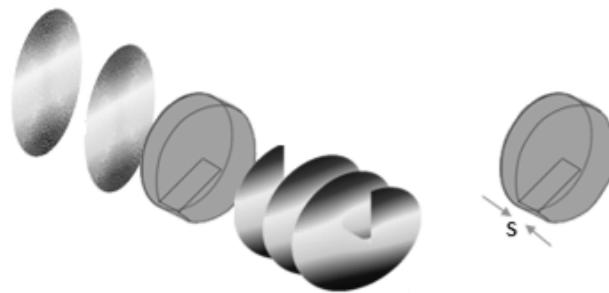
Figura 12. Expansión polinomial de modos LG, para conversores astigmáticos.

$$LG_{02} = 0.5 * HG_{20} + 0.707i * HG_{11} + 0.5 * i^2 * HG_{02}$$

Fuente: GIBSON Graham, et al, "Increasing the data density of free-space optical communications using Orbital Angular Momentum", Free-Space Laser Communications IV, (2004), p.367.

1.5.3 Placa de fase. Las características de distribución de un haz MAO son muy específicas, por lo cual en un haz Laguerre Gauss, gracias a su simetría cilíndrica, permite que pueda condensarse en la fase (ϕ) la información a codificar. Por esta razón, y a los avances en este tema dentro de las alternativas de generación de los modos MAO, es posible producir esta distribución en el frente de onda gracias a la implementación de la técnica conocida como placa de fase [23, 24].

Figura 13. Paso de una onda plana a través de una placa de fase en espiral.



En la Figura 14. se puede observar, el resultado de hacer incidir el modo fundamental ($n=0; m=0$) HG, sobre una lámina de fase. Esta lámina se caracteriza por ser netamente transparente, y tener un escalón de longitud s , que está directamente relacionado, con el estado del haz MAO que se quiere generar, llamada carga topológica l . La placa de fase tiene un incremento proporcional del ángulo acimutal (ϕ) alrededor del punto medio de la placa [24].

Las características de diseño de la placa son muy específicas, para esto es necesario entender la relación de proporcionalidad de la amplitud compleja del haz, donde

$$\mu(\rho, \phi, z) \propto \exp(-il\phi) \quad (35)$$

Por esta razón al incidir un haz láser de modo fundamental, sobre la superficie helicoidal de la placa, se espera obtener un haz cuyo frente de onda tenga las

mismas características de espiral de la placa. Además, al considerar que las variaciones transversales de campo son pequeñas (divergencia del láser), respecto a la distancia recorrida, puede asumirse que se está en régimen paraxial, por lo cual se puede admitir que la operación de la placa se da en fase únicamente [24].

Así entonces al considerar, que la amplitud del haz luego de la placa (μ'), está dada por

$$\mu' = \mu * \exp(-i\Delta l\phi) \quad (36)$$

Donde Δl , es la altura en longitudes de onda dadas por:

$$\Delta l = \frac{(\Delta n)s}{\lambda} \quad (37)$$

$$\Delta n = n_p - n_m \quad (38)$$

Donde Δn representa la diferencia entre el índice de refracción de la placa (n_p), y el medio Circundante ($n_m = 1$), s , la altura variable del escalón en el placa de fase, y λ la longitud de onda del haz incidente.

$$\Delta l = \frac{(n - 1)s}{\lambda} \quad (39)$$

De esta manera al variar el parámetro Δl , se cambia la “helicidad” del frente de onda, en decir la distribución de fase de la misma, manteniendo constante la amplitud.

1.6 MÉTODOS PARA LA DETECCIÓN DEL MOMENTO ANGULAR ORBITAL

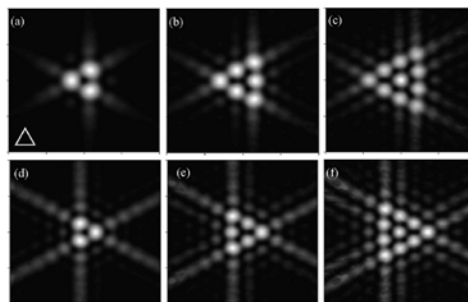
Conocidas algunas metodologías para la generación de haces MAO, es importante

conocer algunas de las técnicas que permiten identificar el estado de momento angular en la onda electromagnética que se propaga.

1.6.1 Difracción por una abertura triangular. El patrón de difracción del vórtice de un haz por una abertura triangular es analizado teórica y experimentalmente. Se encuentra que la distribución de intensidad del patrón de difracción en campo lejano, exhibe un contorno dispuesto en forma de triángulo, que se hace mucho más claro a medida que aumenta la relación entre el radio interno del vórtice y el lado exterior de la abertura. El número de manchas luminosas (spots) externos menos uno corresponden a la carga topológica del vórtice óptico [27].

Para el vórtice de un haz con carga topológica negativa, el patrón de difracción triangular, después de la abertura aparece rotado 180 grados, con respecto al caso de una carga topológica positiva. Con estas propiedades se propone, un método simple y sencillo para la determinación de la magnitud y el signo de la carga topológica del vórtice óptico de un haz.

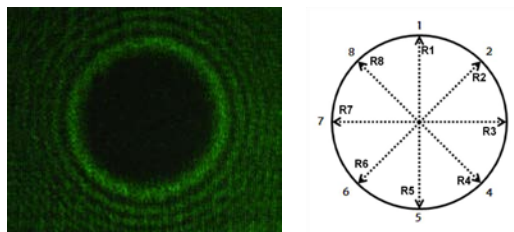
Figura 14. Simulación de una abertura anular para modos positivos 1, 2, 3 (inferior) y negativos -1, -2, -3 (superior).



Fuente: YONGXIN Liu, HUA Tao, JIXIONG Pu, BAIDA Lü, "Detecting the topological charge of vortex beams using an annular triangle aperture", 2011, Optics & Laser Technology 43, pp. 1233–1236.

1.6.2 Tratamiento digital de imágenes. Garantizando la simetría circular del vórtice óptico, se puede cuantificar el grado de circularidad que tienen las configuraciones de campo transversal, del haz. Para esto se hallan los radios de ocho puntos localizados en el borde de la circunferencia interna, que se evidencia en cada vórtice óptico (Ver Figura 15.).

Figura 15. Esquema para la determinación de la carga topológica de un haz con momento angular orbital a partir de la relación entre los radios internos y externos.



Fuente: DÍAZ MEZA Carlos Fernando, “Modelado de un sistema optoelectrónico para la codificación de información a través del momento angular orbital de la luz”, 2012, Maestría en Ingeniería Electrónica, pp. 17-87.

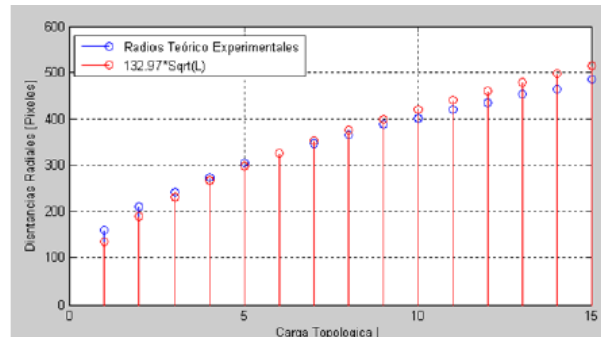
Con el análisis de la desviación estándar es posible determinar el grado de circularidad del vórtice. El procedimiento consiste en determinar los radios promedios de los vórtices ópticos, entendidos como la diferencia entre los radios externos e internos [7]. Una vez el radio promedio del modo experimental es determinado, se compara este valor con el radio de las distribuciones de luz teóricas, se establece una relación de proporcionalidad entre el radio del vórtice y la raíz cuadrada de la carga topológica [7].

$$R \propto \sqrt{l} \quad (40)$$

Al considerar esta razón se determina una constante de proporcionalidad, que

completa el modelo, capaz de discriminar la carga topológica del haz en cuestión [7].

Figura 16. Distancias radiales tanto teórico-experimentales como modeladas vs Carga topológica.



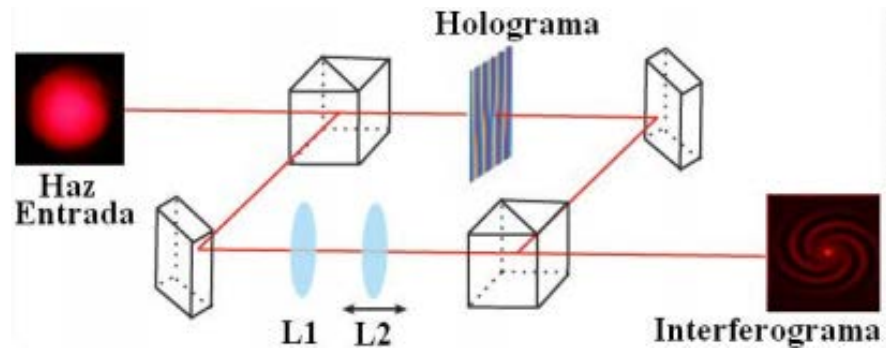
Fuente: DÍAZ MEZA Carlos Fernando, “Modelado de un sistema optoelectrónico para la codificación de información a través del momento angular orbital de la luz”, 2012, Maestría en Ingeniería Electrónica, pp. 17-87.

A partir del modelo propuesto, se encuentra que el haz porta momento angular orbital definido si el radio de cada uno de los vórtices ópticos varía según (39).

1.6.3 Interferometría. Esta técnica para la detección de momento angular orbital consiste en la interferencia de un haz MAO entero originado en un holograma tipo tenedor y un haz de referencia Gaussiano, a partir del cual se generan espirales de fase que corresponden a dos veces la carga topológica ($2m$) [8].

Figura 17. Esquema experimental para la determinación de la carga topológica de

un haz con momento angular orbital, con el uso de interferogramas.



Fuente: ACEVEDO CACERES Cristian Hernando, "Análisis teórico – experimental de un haz con Momento Angular Orbital", 2012, Maestría en Física, pp 56-79.

En la Figura 17, se esquematiza el montaje experimental usado para determinar el estado de la fase del haz MAO objeto de análisis.

2 IMPLEMENTACIÓN DEL SISTEMA DE GENERACIÓN DE HACES MAO (CODIFICACIÓN)

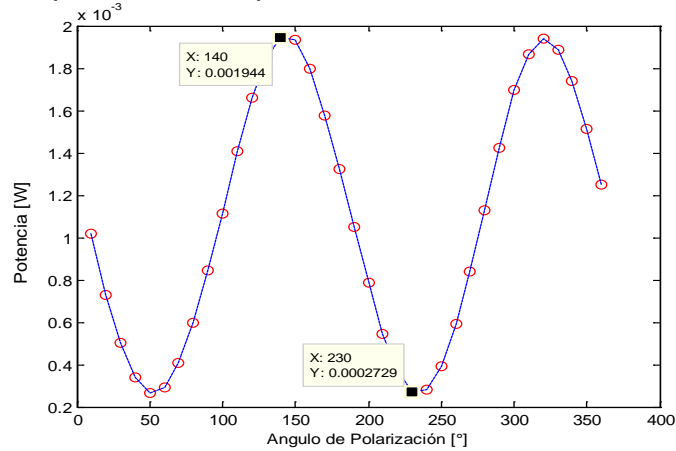
Tal como se abordó en la sección anterior, el MAO entero genera una dislocación de fase en el frente de onda de un haz de luz, propagándose en el espacio libre, que se manifiesta como un vórtice óptico, en cuya generación, es importante tener en cuenta las características asociadas, a la fuente láser, el espacio de propagación y los parámetros de transmisión.

2.1 DEFINICIÓN DE LA FUENTE PRIMARIA DEL HAZ

Para generar haces con momento angular orbital es necesario, inscribir hologramas tipo tenedor, en un modulador espacial de luz (MEL). El MEL, necesita ser iluminado con una fuente de luz coherente. Un láser diodo a una longitud de onda de 532 [nm] (LASER E532-15-3-30 HUANIC), de 15 [mW] en el modo fundamental TEM₀₀, es usado en la implementación [29], ya que ofrece una mejor transmitancia.

La onda electromagnética producida través del láser posee polarización, que corresponde a la orientación del vector de campo eléctrico en función del tiempo en determinado punto del espacio [13]. Conocer esta propiedad es importante, ya que puede existir control sobre la intensidad, a través del uso de hardware que favorece o desfavorece una orientación específica del vector de campo eléctrico. Para medir esta respuesta se usó un polarizador lineal, iluminado por un láser de 532 [nm], al cual se le registraron medidas de potencia para rotaciones de 10°, hasta completar un giro de 360°. En la toma de datos se usó de un medidor Newport modelo 1918-C [28].

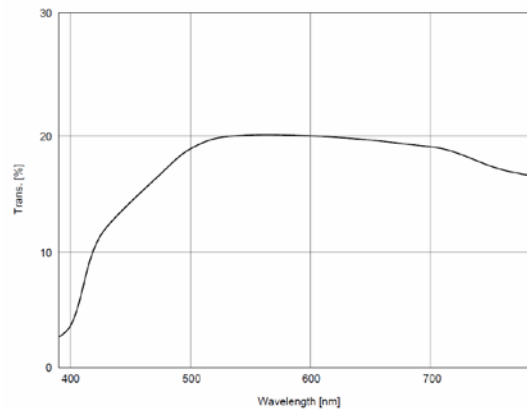
Figura 18. Curva experimental de polarización del láser usado.



En la Figura 18, se observa la curva de potencia asociada a un ángulo de rotación del polarizador, donde es posible verificar puntos máximos y mínimos, que son indicadores de la posición de fase y contrafase de la orientación del polarizador y el vector de campo, donde cada valle están a una posición relativa de 90° mientras la cresta está a 0° por que coinciden los ejes. Esto permite que exista un rango de regulación de intensidad a través de un polarizador, cuando el MEL trabaja en el modo acoplado.

2.2 ADECUACIÓN DEL CAMINO DE TRAZADO DEL HAZ.

Figura 19. Características del MEL.



Fuente: LC2002 datasheet

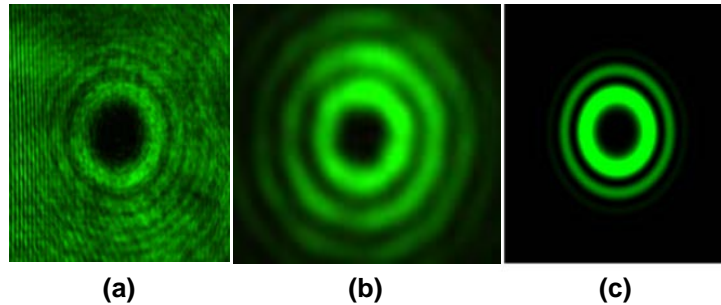
La curva de transmitancia que se observa en la Figura 19., corresponde a la pantalla de cristal líquido (LCD) modelo LCX016AL [30], de un MEL modelo LC2002 [31]. Desde el punto de vista de intensidad, existe una ventana desde los 532[nm], hasta los 633[nm], que admite una transmitancia del 23%, lo que sugiere una mejor operación en el verde. Esto es de suma importancia para la producción de los vórtices, debido a que la intensidad se ve disminuida por los efectos de propagación.

Figura 20. Fuente de generación de haces con momento angular orbital, láser (L) derecha, Modulador espacial de luz (MEL) izquierda.



Definido el sistema de generación, es necesario tener en cuenta el espacio de propagación, ya que como se menciona en la sección E. 1) del marco teórico, se producen múltiples vórtices asociados a los diferentes órdenes de difracción. Los órdenes de difracción asociados están bastante juntos a la salida del modulador, lo que impide, visualizar el vórtice producido. Por esta razón experimentalmente se ubicó el plano de proyección a una distancia aproximada de 5,5[m] (ver Figura 21. (a)). Si se quiere verificar en campo lejano (infinito), se coloca una lente de Fourier corregida, cuya focal es de 38,5 [cm] (ver Figura 21. (b)), de igual manera se contrasta con la simulación obtenida, del vórtice en propagación a 4 veces la distancia Rayleigh (z_r), equivalente a 1,09 [m] (Ver Figura 21. (c)), ya que esta posición es suficiente para garantizar el régimen de Fraunhofer.

Figura 21. Vórtice en un plano de proyección ubicado a 5,5 [m] (a), en campo lejano (b) y simulación a $4 Z_r$ (c).



Cómo se observa en la Figura 21. experimental y numéricamente es posible identificar el vórtice, con una distribución uniforme de intensidad, aclarando que se está filtrando el orden de difracción positivo. Aquí la carga topológica es tres.

2.3 DEFINICIÓN DE LA CANTIDAD Y EL VALOR ASOCIADO A LOS MODOS A TRANSMITIR.

Dentro de un sistema de codificación, de ocho estados, tenemos combinaciones de tres bits, que pueden ser asociadas a ocho diferentes configuraciones de campo transversal, para lo cual es de suma importancia, establecer dentro de la base de codificación, su equivalencia. Dado que el MAO permite, rotaciones de fase positivas y negativas, es suficiente con asignar las configuraciones con carga topológica de ± 1 a ± 4 . Lo que implica el uso de una técnica de decodificación que permita discriminar el signo.

Como se ha visto en el marco teórico, una de las técnicas que permite discriminar el signo de la carga topológica de un haz MAO, es a través de la difracción por una abertura triangular, de manera que su proyección en campo lejano ofrece una forma de identificación basada, en el conteo de manchas luminosas en una red de puntos.

Para entender esta aproximación del fenómeno, y poder proponer una alternativa de detección, se realiza un estudio numérico, del mismo.

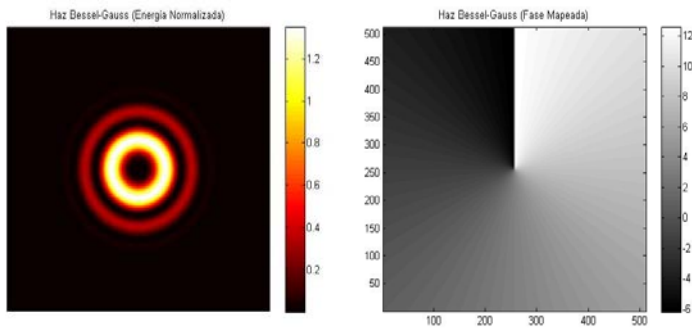
3 REGLA DE BORN PARA UNA ABERTURA TRIANGULAR

Al considerar un haz Bessel-Gauss con carga topológica m como haz incidente, para el cual la descripción de la amplitud del campo está dada por [35]:

$$U(\rho, \theta, z_0) = c_0 e^{-\frac{\rho^2}{2w^2(z_0)}} e^{im\theta} \rho \left[I_{\left(\frac{m-1}{2}\right)}\left(\frac{\rho^2}{2w^2(z_0)}\right) - I_{\left(\frac{m+1}{2}\right)}\left(\frac{\rho^2}{2w^2(z_0)}\right) \right] \quad (41)$$

Con $c_0 = t \frac{\sqrt{\pi}}{2w_0} e^{i\frac{z}{z_r}} e^{i\frac{3\pi}{2}m} e^{ikz_0}$, una constante compleja, $w(z_0)$ el radio del haz a la altura del plano de la abertura, $R(z) = z \left[1 + (z_r/z)^2 \right]$ el radio del frente de onda, $z_r = \frac{kw_0^2}{2}$ es el rango de Rayleigh, w_0 es la cintura del haz, k es el número de onda del haz monocromático e $I\left(m \pm 1/2\right)$, son las funciones modificadas de Bessel. El término $e^{im\theta}$ expresa el MAO, de manera que el valor de m indica, el número de rotaciones del frente de onda sobre el eje de propagación, es la carga topológica.

Figura 22. Magnitud y fase de un haz Bessel – Gauss, con carga topológica $m=3$.



Como se observa en la Figura 22, la representación de la fase está entre -2π y 4π , para un rango de 6π , equivalente a tres rotaciones del frente de onda. La

visualización del rango es posible gracias al mapeo que se realiza de las discontinuidades de fase limitadas en el intervalo de $[-\pi, \pi]$.

La ecuación (40) describe la distribución de campo a una distancia $z = z_0$, donde se encuentra ubicada una abertura triangular equilátera. Si se tiene en cuenta que la función de transmitancia, asociada a ésta, corresponde a la unidad en sus puntos interiores y en los puntos externos es cero, se puede hacer difractar el haz MAO sobre ella y observar su patrón de difracción en campo lejano, como se muestra en la Figura 23.

Figura 23. Patrón de difracción resultante al difractar un haz MAO con CT, $m=3$, a través de una abertura triangular.



La abertura triangular proporciona, un método simple y sencillo para la determinación de la magnitud y el signo de la carga topológica del vórtice óptico. El número de spots o manchas luminosas externas a lo largo de uno de sus lados menos uno, corresponde a la carga topológica del vórtice [34]. Para el vórtice con carga topológica negativa, el patrón de difracción triangular, después de la abertura triangular aparece rotado 180 grados, en relación al caso de una carga topológica positiva [27].

Dentro de la mecánica cuántica, la regla de Born predice que la interferencia

cuántica, como se muestra por ejemplo en un experimento de difracción de doble rendija, se produce a través de pares de caminos. Una versión generalizada podría permitir trayectos múltiples de interferencia. Sinha et al. realizan un experimento de tres ranuras, donde demuestran la consistencia del postulado tanto en regímenes semiclásicos como cuánticos [33].

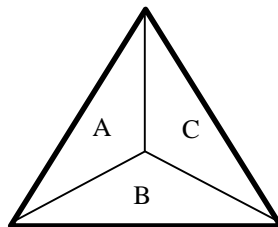
Bajo ésta consideración, el patrón de difracción asociado a la abertura triangular, vista como una rendija, puede reconstruirse a partir de la interacción entre las múltiples rendijas que puedan contenerse dentro de la ranura triangular.

Sorkin [32], propone una serie de configuraciones de funciones simétricas, que generalizan el término de interferencia, teniendo en cuenta que A, B, C , son elementos mutuamente disjuntos, es decir, la intersección entre ellos es nula.

$$I_3(A, B, C) \equiv |A \cup B \cup C| - |A \cup B| - |B \cup C| - |A \cup C| + |A| + |B| + |C| \quad (42)$$

En la ecuación (41) se describe la interferencia para tres elementos, que se relacionan intrínsecamente con elementos dobles y sencillos, donde A, B, C representan el conjunto de puntos, que conforman las aberturas (Ver Figura 25), $I_3(A, B, C)$ es la probabilidad, $|A|, |B|, |C|$, representan una medida cuántica del conjunto de A, B, C según sea el caso, y \cup representa la unión disjunta de los conjuntos.

Figura 24. Composición de la abertura triangular por tres rendijas disjuntas.



Sinha et al.[33], hacen una interpretación de la regla de Born, para fotones individuales, a partir de funciones de onda, que definen la densidad de probabilidad para encontrar una partícula en una posición \vec{r} y un tiempo t . En el experimento de la difracción de doble rendija (A, B) se puede ver que:

$$P_{AB}(\vec{r}) = |\psi_A(\vec{r}) + \psi_B(\vec{r})|^2 \quad (43)$$

$$P_{AB}(\vec{r}) = |\psi_A|^2 + |\psi_B|^2 + \psi_B^* \psi_A + \psi_A^* \psi_B \quad (44)$$

$$P_{AB}(\vec{r}) = P_A + P_B + I_{AB} \quad (45)$$

Donde P_i corresponde a la probabilidad de que un fotón, atravesase la rendija i ($i = A, B$) y ψ_A^* representa el complejo conjugado. De lo cual se desprende el término de interferencia de segundo orden

$$I_{AB} := P_{AB} - P_A - P_B \quad (46)$$

Al considerar el caso en el cual, el término de interferencia de la ecuación (45), ya no corresponde a fotones individuales sino a un conglomerado de fotones, se tiene que, la descripción de probabilidad para la posición de un fotón, se asocia, ahora a la intensidad, ya que aborda la posición para n fotones (patrón de difracción), zonas claras u oscuras, según lo cual puede decirse que:

$$I_{AB} := In_{AB} - In_A - In_B \quad (47)$$

De la ecuación (42), (44) y (46) puede deducirse fácilmente que:

$$I_{n_{ABC}} = |\psi_A(\vec{r}) + \psi_B(\vec{r}) + \psi_C(\vec{r})|^2 \quad (48)$$

$$I_{n_{ABC}} = |\psi_A|^2 + |\psi_B|^2 + |\psi_C|^2 + \psi_A^* \psi_B + \psi_B^* \psi_A + \psi_B^* \psi_C + \psi_C^* \psi_B + \psi_C^* \psi_A + \psi_A^* \psi_C \quad (49)$$

$$I_{n_{ABC}} = I_{n_A} + I_{n_B} + I_{n_C} + I_{AB} + I_{BC} + I_{CA} \quad (50)$$

$$I_{n_{ABC}} = I_{n_A} + I_{n_B} + I_{n_C} + (I_{n_{AB}} - I_{n_A} - I_{n_B}) + (I_{n_{BC}} - I_{n_B} - I_{n_C}) + (I_{n_{CA}} - I_{n_C} - I_{n_A}) \quad (51)$$

$$I_{n_{ABC}} = I_{n_{AB}} + I_{n_{BC}} + I_{n_{CA}} - I_{n_A} - I_{n_B} - I_{n_C} \quad (52)$$

De esta manera si se considera la ecuación (51) junto con la ilustración de la Figura 25., se puede encontrar que la difracción total puede reconstruirse a partir de la relación de patrones de intensidad de aberturas sencillas y dobles [36].

Utilizando las etiquetas de la Figura 24., se hace difractar un haz MAO de la forma descrita en la ecuación (40), obteniendo como resultado los patrones de difracción mostrados en las Figura 25 y 26.

Figura 25. Patrones de difracción para CT=3, debidos a la contribución de cada ranura independiente, disjunta y etiquetada como A, B, C.

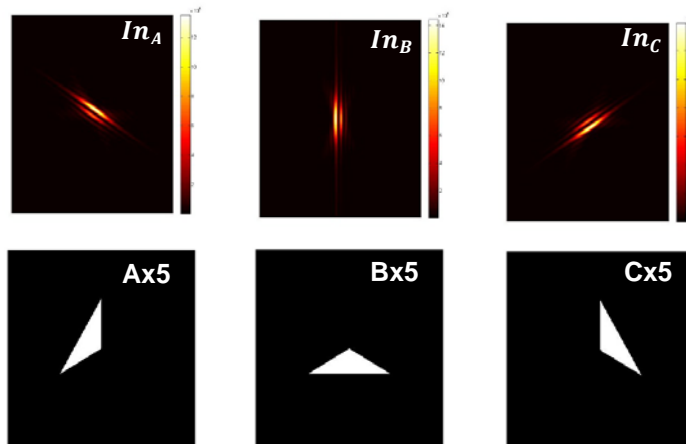
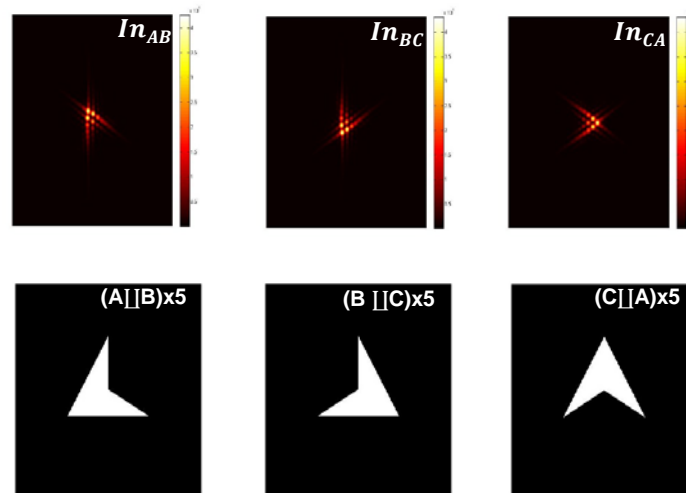
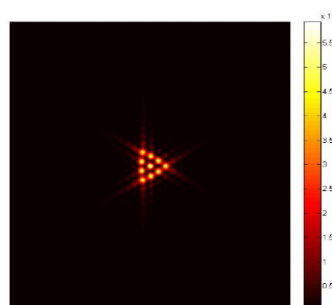


Figura 26. Patrones de difracción para $CT=3$, debidos a la contribución de cada par de ranuras independiente y etiquetadas como AB, BC, CA.



Es importante destacar, que las rendijas que constituyen la apertura triangular A , B y C , nunca se interceptan; x5 representa un aumento de 5 veces, respecto a la imagen original. De esta forma, al tener en cuenta la ecuación (52), es posible recuperar el patrón de difracción asociado a un haz MAO, como se observa en la Figura 27.

Figura 27. Patrón de Difracción reconstruido para $CT=3$



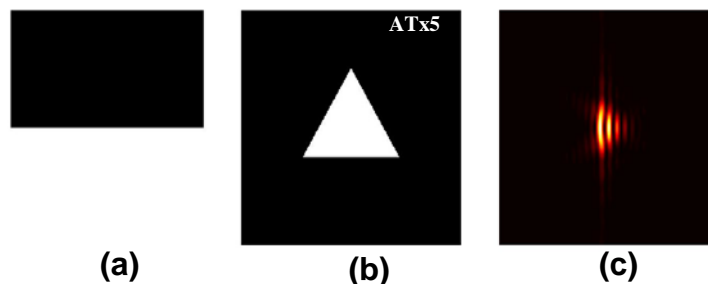
Con esto se verifica numéricamente, la validez de la regla de Born, para una

abertura triangular, como una explicación de la formación del arreglo de manchas brillantes que se producen, y que permiten la determinación de la magnitud y signo de la carga topológica de un haz MAO entero, lo cual cobra mucha importancia en el sistema de decodificación que se propone, ya que aunque se producen modificaciones en el patrón de difracción, la información de fase se conserva, solo cambia su representación.

4 VERIFICACIÓN DE LA CONSERVACIÓN DE LA CARGA TOPOLÓGICA LUEGO DE LA INTERACCIÓN DE UN HAZ MAO CON UN BORDE

Como una primera aproximación a un filtro nanométrico de haces MAO, se hace difractar un vórtice de ésta naturaleza, sobre un borde de espesor grueso e , tal que $e \gg \lambda$, ubicado en el eje de simetría del modo correspondiente. Se usa la abertura triangular como una herramienta para la verificación del dato contenido en la distribución de campo que se propaga. En la Figura 28, se esquematiza el patrón de difracción obtenido a partir de la simulación numérica.

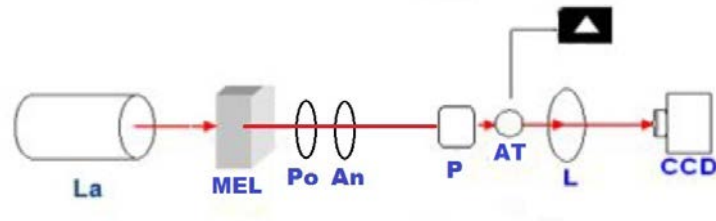
Figura 28. Patrón de difracción de un haz MAO con carga topológica tres, a través de un borde (a), usando para evaluar la carga topológica del haz una abertura triangular (b) y los resultados de simulación (c).



Aunque no se tiene el patrón de manchas, el dato contenido en el vórtice se conserva, luego de su difracción por el borde grueso. Por esta razón si se observa detenidamente, el patrón de líneas en la Figura 28. (c), mantiene una característica de simetría mediante la cual es posible identificar el signo y la carga topológica contenida en el haz, de una manera alternativa.

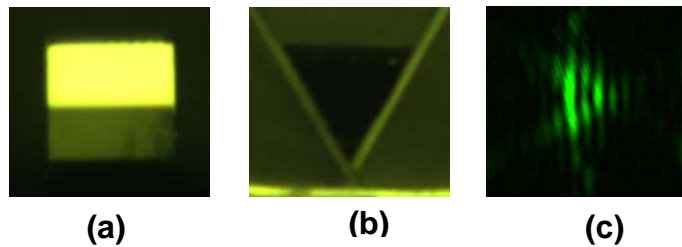
A nivel experimental se implementó el montaje ilustrado en la Figura 29.

Figura 29. Esquema experimental para la verificación de la carga topológica de un haz MAO difractado a través de un borde.



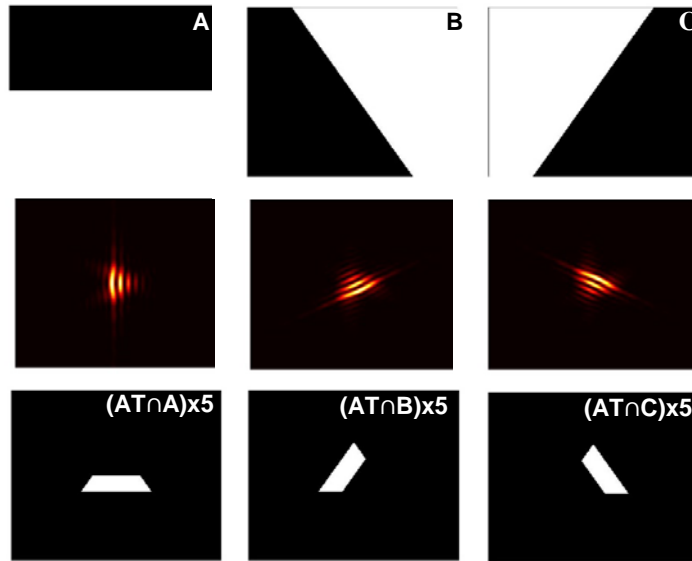
Dónde se muestra, el Láser (La), el Modulador Espacial de Luz (MEL), Polarizador (Po), Analizador (An) para controlar la energía del haz MAO, la película delgada (P), la abertura triangular (AT), la Lente de Fourier (L) y la cámara CCD. En la Figura 30 (c) se verifican los resultados numéricos, de la Figura 28 (c).

Figura 30. Resultados experimentales para la figura de difracción de un haz MAO con carga topológica tres, a través de un borde de ≈ 660 [nm] (a), usando para evaluar la carga topológica del haz una abertura triangular (b), obteniendo el patrón (c).



Una inclinación positiva o negativa del borde sobre el eje óptico, permite que se obtengan patrones idénticos al de la Figura 28 (c), pero rotados, como se muestra en la Figura 31.

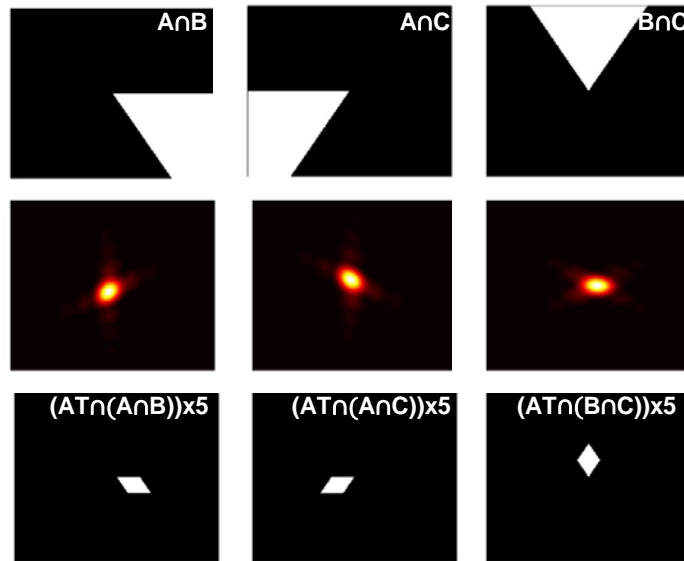
Figura 31. Patrón de difracción asociado a la incidencia de un haz MAO con carga topológica tres difractado por un borde (A, B, C) y su análisis usando una abertura triangular AT.



Con el fin de verificar la conservación de la carga topológica, las rendijas etiquetadas como $AT \cap A$, $AT \cap B$, $AT \cap C$ corresponden a la intersección entre la abertura triangular AT y el borde en tres posiciones (A, B, C) respectivamente. Como ya se mostró, es posible recuperar el patrón de difracción de un haz MAO a través de una abertura triangular, siguiendo el postulado de Born [37], a partir de la relación entre ranuras sencillas y mutuamente disjuntas.

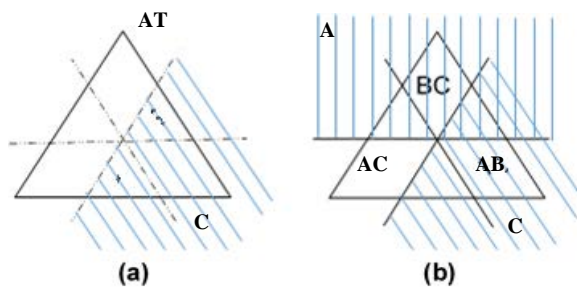
Las ranuras de la Figura 31, son el resultado de estudiar, el borde de manera que su orientación coincida con la orientación de los lados de un triángulo equilátero. Ahora en la Figura 32. se estudia la interacción con los bordes dobles ($A \cap B$, $A \cap C$, $B \cap C$), que al intersectarse con la abertura triangular generan las ranuras $AT \cap (A \cap B)$, $AT \cap (A \cap C)$, $AT \cap (B \cap C)$:

Figura 32. Patrón de difracción asociado a la incidencia de un haz MAO con carga topológica tres difractado por un doble borde ($A \cap B$, $A \cap C$, $B \cap C$) y su análisis usando una abertura triangular AT .



Al analizar la Figura 33, la simetría de las rendijas emuladas por la superposición de las rotaciones del borde sobre el eje óptico y la abertura triangular, permite apreciar cómo éstas ranuras ($A \cap B$, $A \cap C$ y $B \cap C$) no son mutuamente disjuntas, lo cual, implica que la regla de Born [32], para los lados sencillos y dobles, no es aplicable.

Figura 33. Geometría de interacción Borde-Abertura Triangular ($AB=A \cap B$, $AC=A \cap C$, $BC=B \cap C$).



Ahora bien aunque no se cumplen las condiciones para usar la regla de Born, es posible construir el campo resultante por medio de la adición de las figuras de difracción para los tres bordes mutuamente rotados vistos a través de la abertura triangular como se muestra en la Figura 34. (b), de manera que al operar estas figuras como se describe a continuación, es posible reconstruir el patrón de difracción asociado a la carga topológica del haz MAO que se propaga.

$$\mathbf{In}_{Bordes\ ABC} = \mathbf{In}_{AT\cap A} + \mathbf{In}_{AT\cap B} + \mathbf{In}_{AT\cap C} \quad (53)$$

Donde $\mathbf{In}_{AT\cap i}$ es el patrón de intensidad debido al borde i ($i = A, B, C$) visto por la abertura AT .

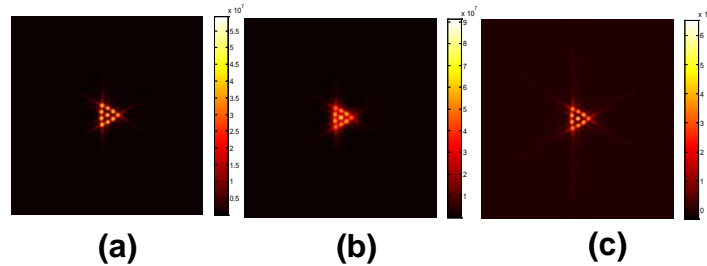
Al observar detenidamente la Figura 33. (b) es posible identificar que las ranuras generadas ($AT\cap (A\cap B)$, $AT\cap (A\cap C)$, $AT\cap (B\cap C)$) mutuamente disjuntas, están contenidas en las rendijas de la Figura 33. (a) ($AT\cap A$, $AT\cap C$, $AT\cap B$). Lo cual hace que la ecuación (52) contenga los tres primeros términos de la regla de Born, para tres rendijas disjuntas contenidas en la abertura triangular, donde los tres primeros términos de intensidad corresponden a la difracción debida a rendijas dobles [32].

Si se complementa la ecuación (52) con los términos de interferencia debidos a los bordes dobles ($A\cap B$, $A\cap C$, $B\cap C$), se obtiene la expresión:

$$\begin{aligned} \mathbf{In}_{Bordes\ ABC} = & \mathbf{In}_{AT\cap A} + \mathbf{In}_{AT\cap B} + \mathbf{In}_{AT\cap C} - \mathbf{In}_{AT\cap (A\cap B)} - \mathbf{In}_{AT\cap (B\cap C)} \\ & - \mathbf{In}_{AT\cap (A\cap C)} \end{aligned} \quad (54)$$

Donde \mathbf{In}_i es el patrón de difracción debido a los bordes sencillos y dobles i ($i = A, B, C, A\cap B, A\cap C, B\cap C$) respectivamente vistos desde la abertura AT . En la Figura 36. (c) se muestra la suma de las figuras de difracción obtenida.

Figura 34. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica tres.



Como se observa en las Figura 34. (b) y 34. (c), la adición de figuras de difracción es sobradamente suficiente para identificar la carga topológica de un haz MAO [27], a pesar que los bordes, no son mutuamente disjuntos.

Al correlacionar las imágenes obtenidas en las Figura 34. (b) y 34. (c), con la Figura 34. (a) respectivamente se obtienen factores de correlación de aproximadamente 0.9591 y aproximadamente 0.9962.

Para verificar la validez, de la aproximación hecha en la ecuación (53) y (54), se realiza la reconstrucción de los patrones de difracción asociados a cargas topológicas de órdenes superiores e inferiores, como se observa en las siguientes figuras:

Figura 35. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (52) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica uno.

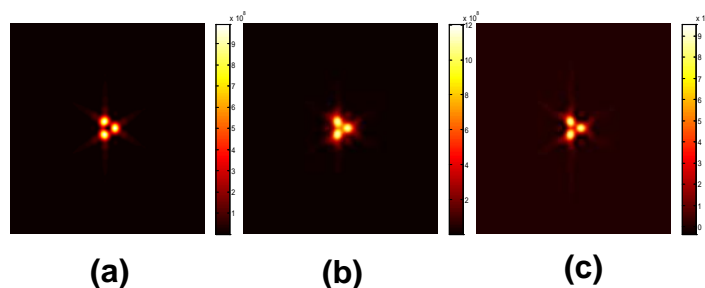


Figura 36. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica cinco.

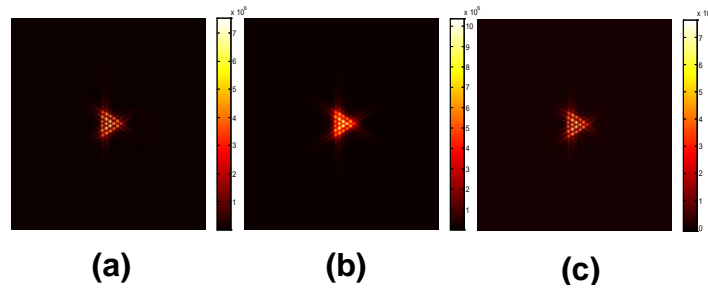


Figura 37. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica siete.

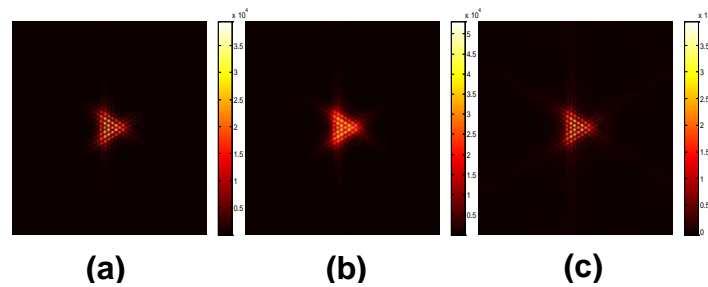
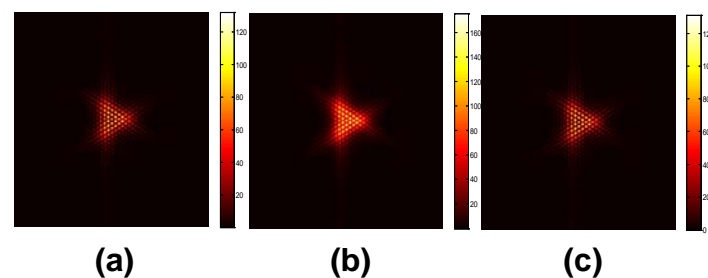


Figura 38. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica nueve.



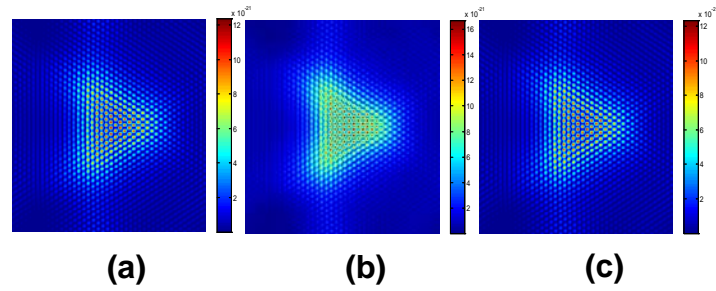
Para cuantificar la correspondencia entre los patrones de difracción, teóricos y los reconstruidos se hace una correlación entre las mismas, donde R1 representa la correlación entre el patrón teórico, y el patrón reconstruido con la ecuación (53) y R2 representa la correlación entre el patrón teórico y el patrón reconstruido con la ecuación (54), como se muestra a continuación

Tabla 1. Correlación entre los patrones de difracción reconstruidos y teóricos.

	R1	R2
m=1	~0.9589	~0.9771
m=3	~0.9591	~0.9962
m=5	~0.9610	~0.9993
m=7	~0.9604	~0.9999
m=9	~0.9596	~1.0000

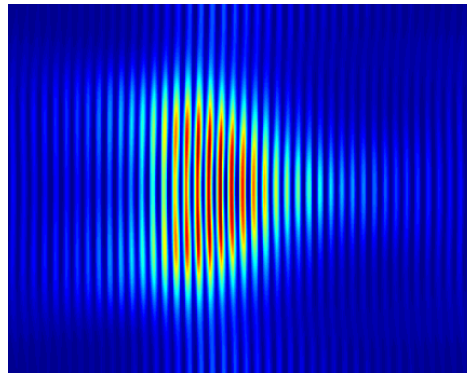
Dentro de los análisis actuales de ésta técnica, para la determinación de la carga topológica de un haz MAO, se tiene que es posible identificar vórtices con carga topológica de $m=20$. Teniendo en cuenta que se usa en combinación con la abertura rectangular. La abertura triangular permite identificar el signo, de la CT, y la abertura rectangular para modos pares, ofrece una descripción precisa de la estructura de fase del haz MAO a través del número de manchas luminosas externas [38]. Centrados en la abertura triangular y su interacción con un borde, sería mucho más eficiente contar líneas a este nivel y con un criterio de simetría, además del conteo de máximos, identificar cargas más grandes.

Figura 39. Patrón de difracción teórico (a), reconstrucción a partir de la ecuación (53) (b), reconstrucción a partir de la ecuación (54) (c) para un haz con carga topológica veinte.

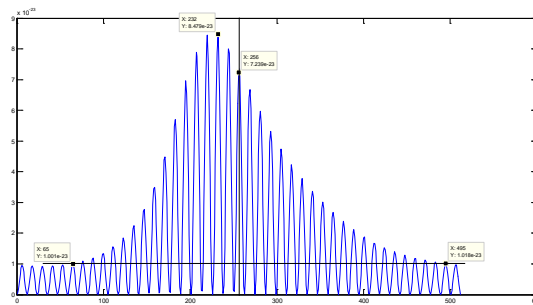


Al considerar la Figura 39. se puede verificar un patrón de puntos correspondiente a la CT $m=20$. Aunque respectivamente los factores de correlación R_1 y R_2 son de ~ 0.9487 y ~ 0.9999 , las imágenes son de difícil interpretación. Por esta razón se realiza una simulación numérica, de un haz MAO con CT $m=21$, difractado por un borde visto a través de una abertura triangular (ver Figura 40. a)). De esta manera se puede superar lo que hasta ahora se ha logrado con aberturas triangulares, en la identificación de la CT de un haz MAO [38].

Figura 40. Figura de difracción de un haz MAO con carga topológica veintiuno, a través de un borde, usando para evaluar el factor de fase acimutal del haz una abertura triangular (superior). Perfil horizontal del plano de proyección del patrón de difracción (inferior).



(a)



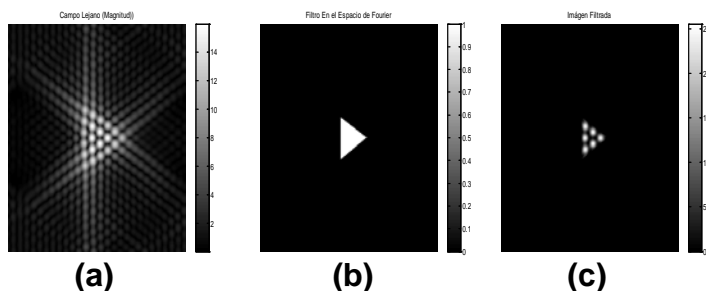
(b)

Si se tiene en cuenta, un perfil horizontal al plano de proyección de difracción se obtiene una gráfica como la de la Figura 40. b), que permite identificar de una manera más sencilla, la carga topológica, a través de la posición del máximo global y el número de máximos en el rango de simetría. Lo que representa un procesamiento valioso en la implementación. De manera que se calcula el error de simetría asociado, para verificar la efectividad del método para factores de fase acimutal superiores a 20, obteniendo 1,69% de error entre los máximos coincidentes.

5 TÉCNICA PARA LA CONVERSIÓN DE MODOS

Las características de simetría de los patrones de difracción triangular obtenidos a partir de las diferentes rotaciones del frente de onda sobre su eje de propagación, permite que pueda identificarse una relación entre órdenes de grado superior respecto a los inferiores, como se muestra en la Figura 41.

Figura 41. Filtrado en el espacio de Fourier del modo CT=5 para obtener el modo CT=2. La multiplicación de a) y b) permite obtener c).



Sí se observa detenidamente el patrón de difracción correspondiente a un haz MAO con CT=5, puede verse que éste contiene el patrón asociado a un haz con CT=2. En la Figura 41. se muestra, a través de un filtrado espacial, esta relación. Posteriormente fue realizada una evaluación de la fase para cada una de las manchas que conforman la figura de difracción.

La difracción de Fraunhofer o de campo lejano es una transformación de Fourier estándar [39]. A partir de esto sería posible construir un filtro en el espacio de Fourier, de la cual se dispone acceso físico, que permita extraer el dato intrínseco en el modo, como se muestra en la Figura 41.

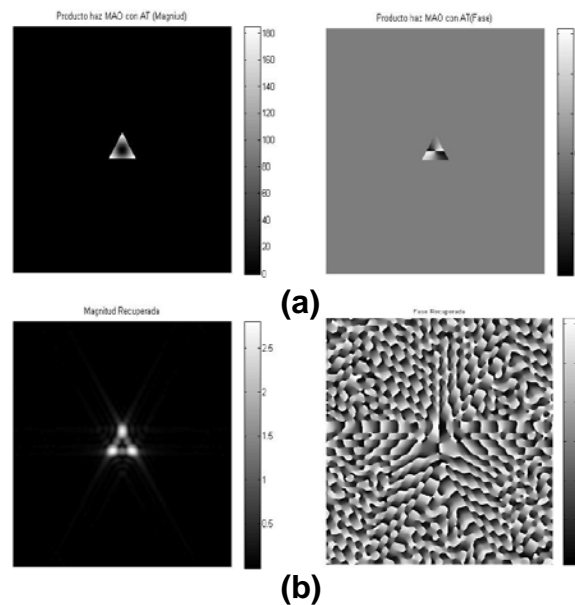
Aunque la característica de intensidad, es la que normalmente se observa al usar

fotodetectores, en campo lejano; el interés está enfocado en la fase, ya que es allí donde se codifican los datos.

En la Figura 42. a) se muestra la difracción en magnitud y fase en el plano inmediatamente después de la abertura triangular, para un haz MAO con $CT = 2$. En la imagen de fase se observan dos discontinuidades que se repiten cada 2π , correspondientes a un rango $[0, 4\pi]$.

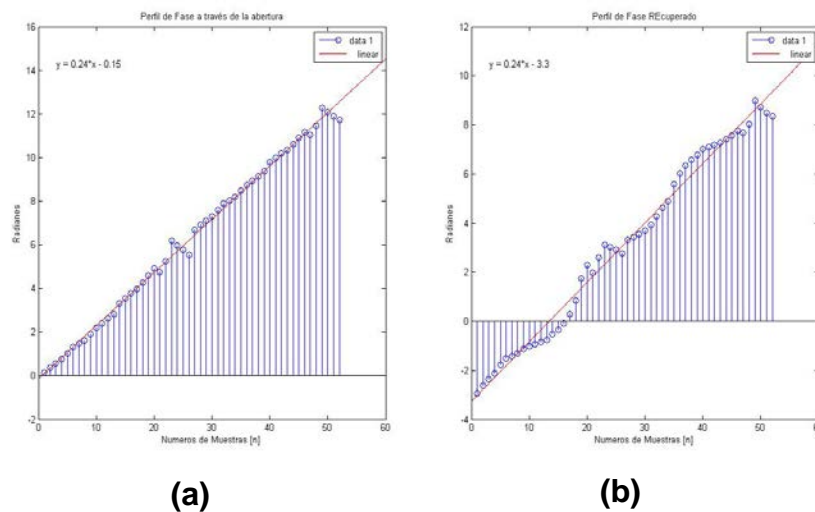
Al realizar el filtro en el espacio de Fourier, que ópticamente significa hacer un filtrado espacial en campo lejano a través de una abertura y posteriormente realizar otra transformación de Fourier con una nueva lente, se obtienen las imágenes de la Figura 42. b), cuya gráfica de fase coincide con las discontinuidades mostradas, en la parte a). En la práctica, en el laboratorio, esto puede llevarse a cabo, utilizando un montaje 4F [40].

Figura 42. Comparación magnitud y fase recuperadas (b), respecto a las teóricas (a) en el plano de la abertura triangular para $m=2$.



Al realizar un perfil de la fase del haz MAO con CT=2, a lo largo de una circunferencia inscrita en el espacio de la abertura triangular, centrada en la figura de fase de la Figura 42. (a-derecha, y un perfil a la fase recuperada de un haz MAO con CT=5 (Ver Figura 42. b-derecha), se puede apreciar una correspondencia entre las gráficas, además de la relación lineal entre esta variable y el ángulo acimutal (Ver Figura 43). El desfase inicial entre los dos diagramas es debido a la diferencia de fase, introducida por la propagación de la onda electromagnética.

Figura 43. Comparación del perfil de fase de la CT= 2 (a), con el perfil de fase de la misma configuración de campo transversal, obtenido por conversión del modo 5 (b).



Como se verifica en la figura anterior la pendiente es igual en ambos casos. Al hacer un contraste de los rangos de cada ecuación para 52 puntos, a lo largo de la circunferencia inscrita en el espacio de la abertura triangular y usada para mapear la fase se tiene:

Fase Simulación Numérica, para CT de dos;

$$y = 0,24x - 0,15 \text{ [rad]}$$

$$y(0) = -0,15$$

$$y(52) = 12,48$$

$$Rango = y(52) - y(0) = 12,48 - -0,15 = 12,63 \text{ [rad]}$$

Fase Simulación Recuperada para CT de dos, a partir de CT de cinco:

$$y = 0,24x - 3.3 \text{ [rad]}$$

$$y(0) = -3,3$$

$$y(52) = 9,18$$

$$Rango = y(52) - y(0) = 9,18 - -3,3 = 12,48 \text{ [rad]}$$

El error absoluto es del orden del 0,6% debido esencialmente al paso del muestreo que corresponde a 0.24 rad aproximadamente, lo que introduciría un error máximo del 1,92%.

Estos resultados numéricos permiten demostrar la eficiencia de ésta novedosa metodología para la transformación de modos, ofreciendo perspectivas importantes desde el punto de vista de la implementación.

En las Figura 44 a 46 y 47 a 49, se puede observar las gráficas descriptivas, para la metodología de transformación de modos, CT=4 y 3 a CT=1 y 0 respectivamente.

Convertor de modo CT=4 al modo CT=1

Figura 44. Filtrado en el espacio de Fourier de un haz con CT=4 para obtener el modo CT=1. La multiplicación de a) y b) permite obtener c).

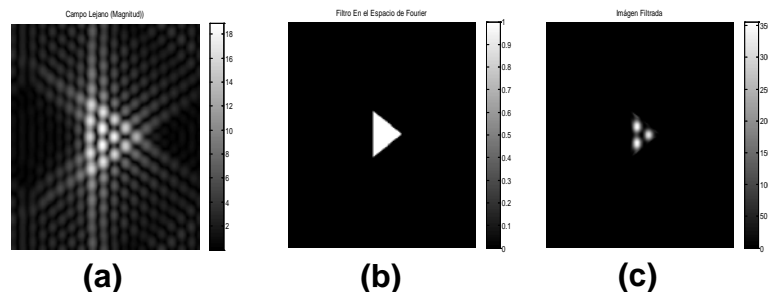


Figura 45. Comparación magnitud y fase recuperadas (b), respecto a las teóricas (a) en el plano de la abertura triangular para $m=1$.

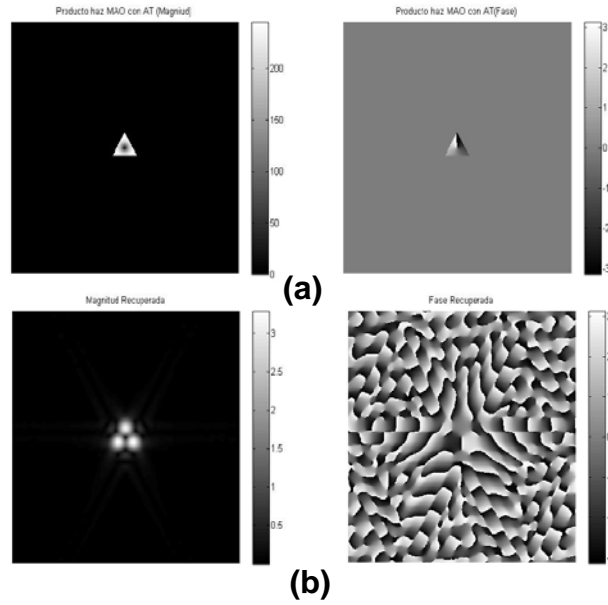
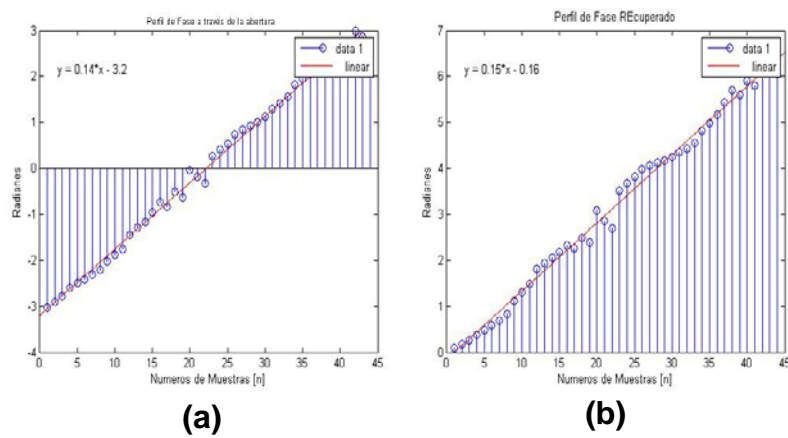


Figura 46. Comparación del perfil de fase de la $CT=1$ (a), con el perfil de fase de la misma configuración de campo transversal, obtenido por conversión del modo 4 (b).



Conversión del modo $CT=3$ al modo $CT=0$

Figura 47. Filtrado en el espacio de Fourier para convertir el modo de CT tres al modo de CT cero. La multiplicación de a) y b) permite obtener c).

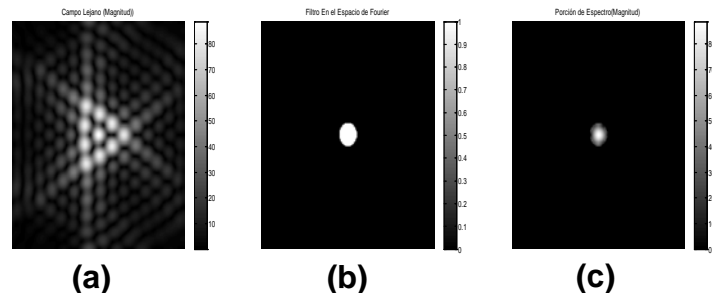


Figura 48. Comparación magnitud y fase recuperadas (b), respecto a las teóricas (a) en el plano de la abertura triangular para $m=0$.

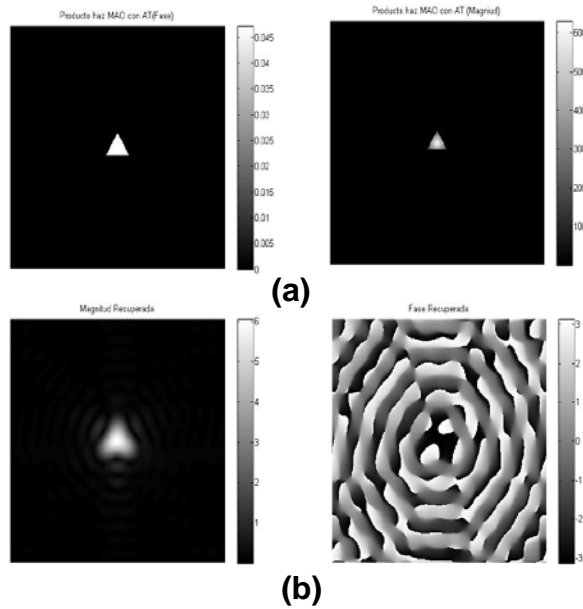
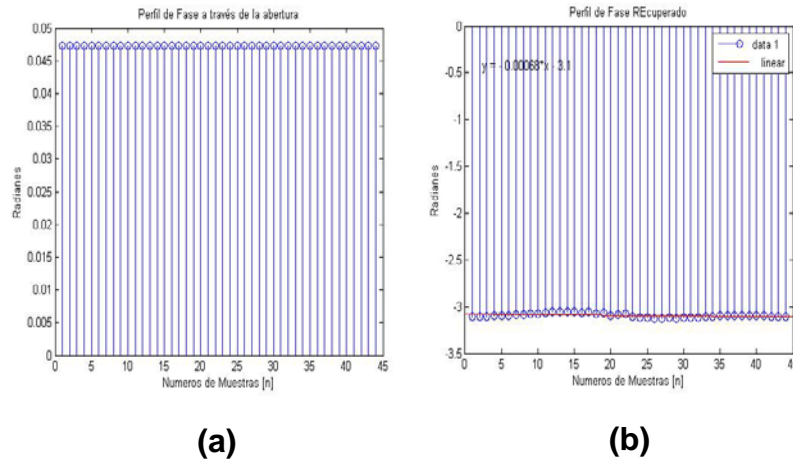


Figura 49. Comparación del perfil de fase de la CT= 0, con el perfil de fase de la misma configuración de campo transversal, obtenido por conversión del modo 3.



En la Tabla 2. se muestran los resultados, de los perfiles de fase realizados a los vórtices obtenidos por conversión de modos.

Tabla 2. Resultados, respecto a la fase recuperada luego de la transformación.

	Variación de Fase Teórica Total [rad]	Variación de Fase Teórica Simulada [rad]	Variación de Fase luego de la conversión [rad]	%error Variación de Fase Simulada	%error Variación Fase después de la conversión
m=2	12,56	12,63	12,48	0,5	0,6
m=1	6,28	6,16	6,6	1,91	5,09
m=0	0,00	0,00	0.02	0	0

Dentro de los resultados de Tabla 2. están relacionados los rangos de fase asociados a valores de m=1 a 3, donde comparativamente se muestran los rangos obtenidos a través de simulación numérica. Los porcentajes de error muestran que

el rango teórico correspondiente a $m * 2\pi$, respecto a la fase simulada y la recuperada no superan el 5 %, de manera que la metodología propuesta funciona eficientemente. Es importante destacar, que la característica de fase para el modo cero conserva su valor constante.

Para verificar la funcionalidad del método se realiza una prueba para $CT=10$, de manera que pueda extraerse $CT=7$.

Figura 50. Filtrado en el espacio de Fourier de un haz con $CT=10$ para obtener el modo $CT=7$. La multiplicación de a) y b) permite obtener c).

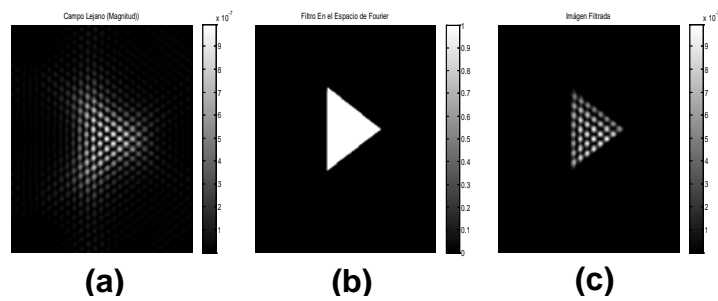


Figura 51. Comparación magnitud y fase recuperadas (b), respecto a las teóricas (a) en el plano de la abertura triangular para $m=0$.

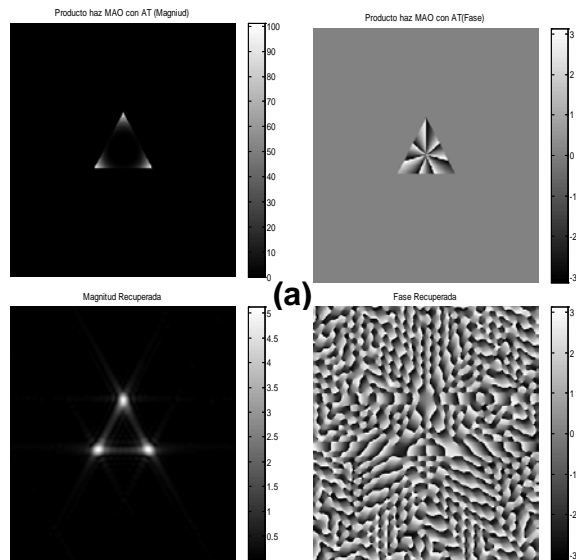
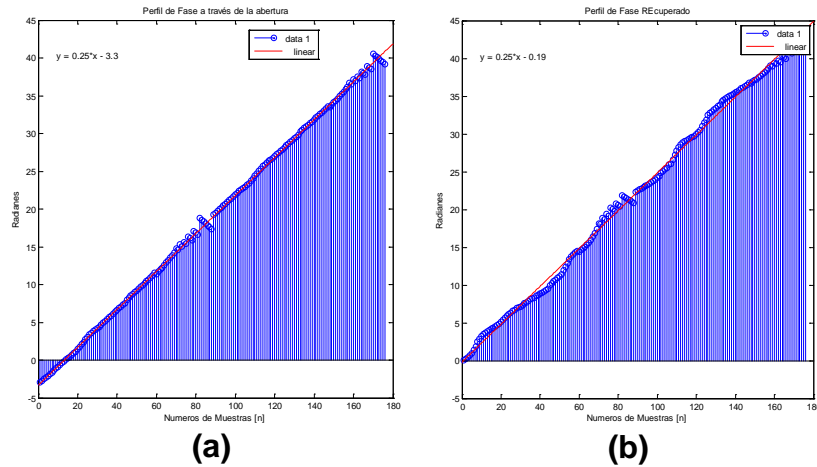


Figura 52. Comparación del perfil de fase de la CT= 7, con el perfil de fase de la misma configuración de campo transversal, obtenido por conversión del modo 10.



En las Figura 50 a la Figura 52, se muestra el contraste de los resultados obtenidos para éste caso. El error entre el rango teórico, equivalente 14π , y la curva de fase obtenida numéricamente es del 0,52%.

De esta manera la técnica de conversión de modos permite evidenciar la conservación de la fase, necesaria en el proceso de decodificación, respecto al cual es posible ver que para factores de fase acimutal de orden alto, se pueden contener información de más ordenes, permitiendo que un frente de onda pueda contener los datos asociados a uno o más estado de fase simultáneamente.

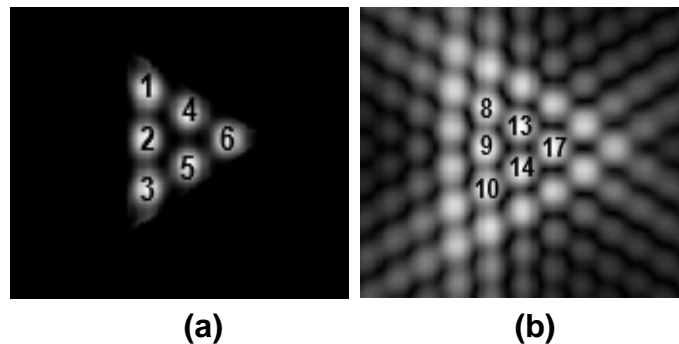
Bajo estas consideraciones se propone un grupo de convertidores, simétricos partir de órdenes superiores, de la forma $3 \rightarrow 0$, $4 \rightarrow 1$, $5 \rightarrow 2$, $6 \rightarrow 3$, ... $10 \rightarrow 7$, ... $n+3 \rightarrow n$. Ahora bien analizando el máximo convertido se ve que $CT=10$, genera $TC=7$, de $7 \rightarrow 4$, de $4 \rightarrow 1$, con lo cual se aprecia que entre más grande sea el valor de la carga topológica del vórtice, aumenta el grupo de conversión.

6 FASE LOCAL RESPECTO AL CONVERTOR DE MODOS

Para entender la característica por la cual es posible recuperar la fase de un modo menor a partir de uno mayor, se realiza un perfil de fase a cada spot contenido en el patrón de difracción origen (CT=5) y el patrón objetivo (CT=2), en este caso particular. Adicionalmente se realiza el estudio para dos valores iniciales de fase global distintos, $\theta_i = 0, \pi/4$.

Cada mancha clara y oscura en el patrón de difracción tiene una fase asociada local, que al sumar el conjunto de las mismas, produce lo que llamamos fase global, y está asociada al factor de fase acimutal del vórtice en análisis.

Figura 53. Etiqueta de spots, para estudiar la fase asociada a cada uno, en un patrón de difracción de un haz MAO con CT=5 (b), y CT=2 (a).



Al considerar las etiquetas de la Figura 53, se realiza un barrido a cada spot de manera que pueda identificarse, el rango de fase asociado, para dos fases globales iniciales distintas. En las Tabla 3 y 4, se relacionan los resultados asociados a estos perfiles. Como se verifica, el rango de fase recuperado es coincidente, para distintas fases iniciales. Adicionalmente si se observa con atención, aunque los spots analizados son equivalentes en posición, no lo son en fase, lo que presenta un reto de análisis para el estudio, de esta metodología de conversión.

Tabla 3. Rangos de fase en radianes asociado a cada spot del patrón de difracción de un haz MAO con CT=2 para fase inicial distinta.

	$\theta_i = 0$	$\theta_i = \pi/4$
1	7,87	6,36
2	3,43	3,36
3	6,33	6,37
4	3,65	3,61
5	3,65	3,61
6	5,80	5,80

Tabla 4. Rangos de Fase asociado a los spots del patrón de difracción de un haz MAO con cada spot interno de CT=5 para fase inicial distinta.

	$\theta_i = 0$	$\theta_i = \pi/4$
8	3,19	3,19
9	1,59	1,59
10	3,22	3,22
13	1,66	1,72
14	1,68	1,73
17	2,90	2,96

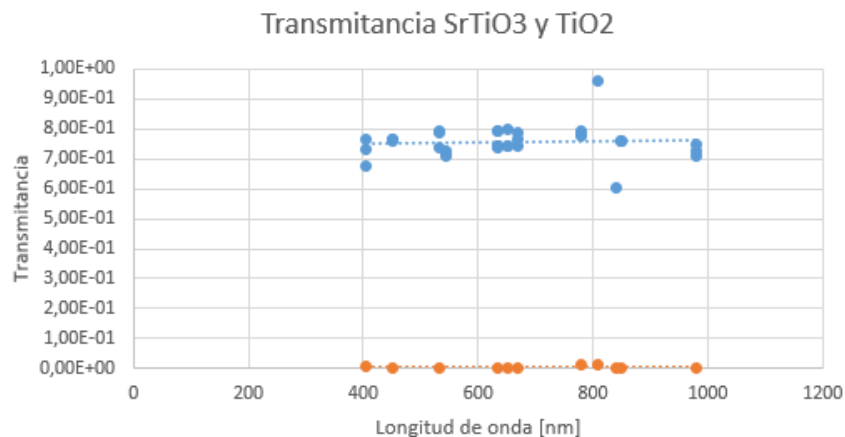
A partir de la evolución de resultados, discutidos en las secciones anteriores, y entendiendo más a profundidad el comportamiento de la abertura triangular, y su interacción con un borde y el patrón de difracción asociado, se propone una metodología de identificación.

7 DECODIFICACIÓN BASADA EN LA DIFRACCIÓN POR EL BORDE DE UNA PELÍCULA NANOMÉTRICA PARA HACES CON MOMENTO ANGULAR ORBITAL

A partir de la Figura 30 se puede ver que cuando un haz MAO se difracta en campo lejano por un borde nanométrico, centrado sobre el eje óptico del sistema, y visto a través de AT, se produce un patrón de líneas característico, que ofrece una interpretación alternativa para encontrar la magnitud y el signo del estado de fase de dicho haz. Desde la simulación, esto se logra a partir de zonas transparentes y oscuras (Ver Figura 28). Experimentalmente, se fabricaron películas nanométricas, de transmitancia muy cercana a cero (TiO_2) y de un espesor comparable a la longitud de onda, crecidas sobre la mitad de un sustrato de $SrTiO_3$, cuya transmitancia en intensidad es del orden del 70 %.

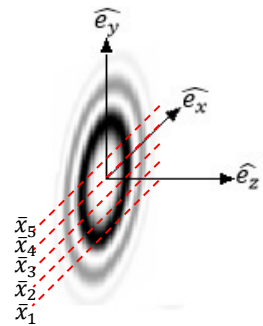
A continuación se muestran, las curvas de transmitancia, para el sustrato y la película, medidas para once longitudes de onda entre los 405 [nm] y los 980 [nm]. El espesor de las películas aquí es de 660 [nm].

Figura 54. Curva de Transmitancia experimental para $SrTiO_3$ (Azul), y TiO_2 (Naranja).



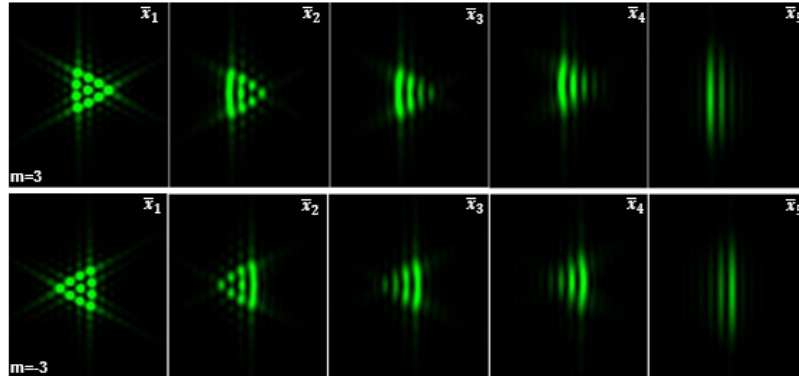
El patrón de líneas en campo lejano, resultado de la interacción vórtice-borde visto con la ayuda de AT, es analizado a través del perfil de intensidad de la imagen adquirida y visualizada por computador mediante una cámara CCD. Ésta evidencia disimetría horizontal variable, en función de la posición del borde respecto del eje óptico. Por esta razón se realizó un barrido micrométrico reteniendo cinco posiciones verticales de la película (Ver. Figura 55), con el fin de identificar la posición que ofrece mayor simetría. A partir del análisis de dichos perfiles se propone una regla de identificación basada en el conteo de máximos, referidos al máximo absoluto y entre picos laterales simétricos.

Figura 55. Posiciones sucesivas verticales del borde nanométrico utilizado, respecto al vórtice óptico del haz MAO.



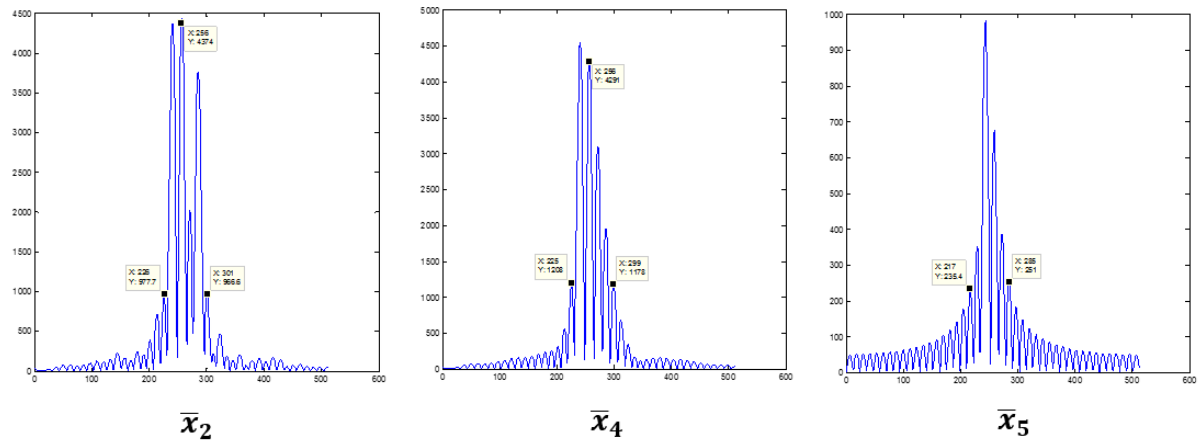
Numéricamente se obtiene la difracción en campo lejano del haz MAO con $CT=3$ incidiendo sobre el borde, para diferentes posiciones verticales relativas al eje óptico, como se aprecia en la Figura 56.

Figura 56. Figuras de difracción asociadas a las cargas topológicas de $m=\pm 3$ para cinco posiciones verticales relativas al vórtice óptico de un haz MAO.



Se traza un perfil a los distintos patrones como se muestra en la Figura 59, donde se verifica la disimetría existente. Se evalúa el error de simetría entre máximos laterales que aparentan ser simétricos, para las cinco posiciones del borde (etiquetadas como $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \bar{x}_4, \bar{x}_5$) y se muestra en la Tabla 6. Con éste criterio, se contrastan los perfiles de \bar{x}_2 y \bar{x}_4 , de manera que al ver la posición del máximo global respecto al centro de la trama, es posible identificar el signo de la carga topológica, de manera fácil y efectiva en el perfil de \bar{x}_4 .

Figura 57. Perfiles horizontales de intensidad para los patrones de difracción asociados a la interacción del haz MAO con carga topológica tres positiva, por un borde nanométrico en tres posiciones diferentes, visto a través de la abertura triangular AT y al centro de la figura de difracción.



Teniendo en cuenta las medidas del máximo derecho e izquierdo respecto al eje de simetría de la trama, se tiene que:

$$Error\ de\ simetria = \frac{321,6 - 102,6}{321,6} * 100 = 68 \%$$

Tabla 5. Error de simetría cuantificado entre los primeros lóbulos laterales coincidentes, respecto al centro para el perfil del patrón de difracción del haz con carga topológica tres positiva.

	Máximo Izquierdo	Máximo Derecho	Error de Simetría
\bar{x}_1	321,6	102,60	68,65%
\bar{x}_2	977,7	966,6	1,13%
\bar{x}_3	1179,0	1239,0	4,8%
\bar{x}_4	1208,0	1178,0	2,48%
\bar{x}_5	865,0	773,3	10,60%

Numéricamente se hacen difractar haces MAO con CT desde $m=\pm 1$ a ± 5 , obteniendo los patrones de difracción mostrados en la Figura 58. La implementación experimental se realizó con el dispositivo esquematizado en la Figura 29. Obteniendo las figuras de difracción de campo lejano mostradas en la Figura 59.

Figura 58. Resultados simulados del campo lejano de un haz MAO entero, $m=\pm 1 \rightarrow \pm 5$, por el borde de la película gruesa, $e \gg \lambda$ vista a través de AT.

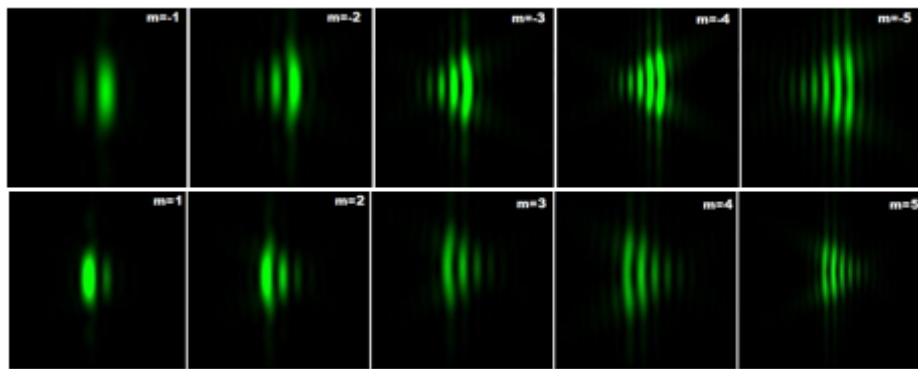
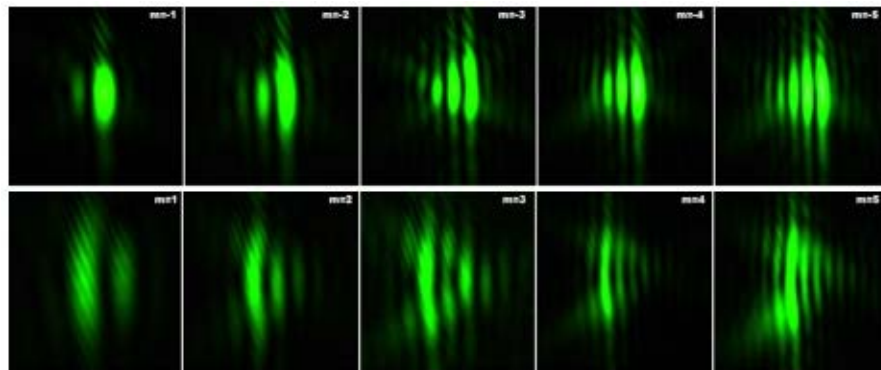


Figura 59. Resultado experimental del campo lejano del haz MAO, $m=\pm 1 \rightarrow \pm 5$, por el borde de la película ($Ti=0,2\%$, $e \approx 660 [nm]$); vista a través de AT.



Al realizar perfiles centrados horizontalmente a los patrones teóricos y experimentales mostrados en la Figura 60. se obtienen las medidas de simetría mostradas en las Tabla 6 y 7. Una vez verificada la concordancia entre los perfiles obtenidos por simulación numérica y los obtenidos experimentalmente, se encuentran las medidas de disimetría que permiten proponer una nueva regla de identificación de CT:

$$CT = N_{m_i} - 1; \quad m_i > \gamma \pm \beta; \quad (55)$$

Donde N_{m_i} representa el número de máximos, que cumplen la condición para m_i , mayor que el umbral γ con una tolerancia β (umbral de simetría). El umbral se calcula, a partir de los primero máximos coincidentes después del máximo global, para cual se hace un estimado de la simetría a través de la medida de amplitudes coincidentes, o cercanamente coincidentes. La tolerancia permite que cuando no son exactamente coincidentes se encuentre, el parámetro de simetría.

Figura 60. Perfiles de intensidad en campo lejano para haces MAO con CT $m=+1$ teórico (izquierda), experimental (derecha).

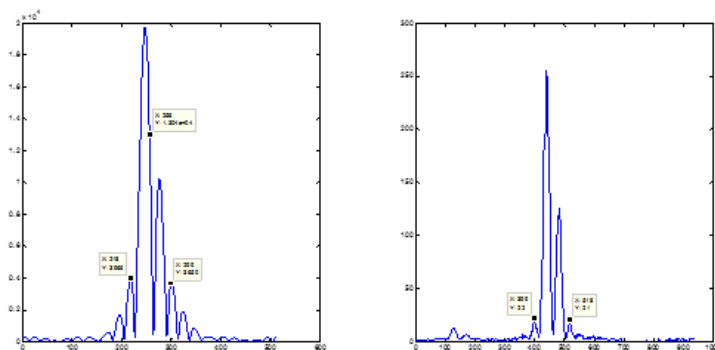


Tabla 6. Error de simetría cuantificado entre los primeros lóbulos coincidentes, respecto al centro del perfil del patrón de difracción de haces MAO con carga topológica $m=+1 \rightarrow +5$. Obtenidos por simulación.

	Máximo Izquierdo	Máximo Derecho	Error de Simetría
$m = 1$	3966	3650	7.96%
$m = 2$	1887	1824	3.33%
$m = 3$	1208	1178	2.48%
$m = 4$	414.3	394.6	4.75%
$m = 5$	239.2	271.1	13.33%

Tabla 7. Error de simetría cuantificado entre los primeros lóbulos coincidentes, respecto al centro del perfil del patrón de difracción de haces MAO con carga topológica $m=+1 \rightarrow +5$. (Obtenidos de forma experimental).

	Máximo Izquierdo	Máximo Derecho	Error de Simetría
$m = 1$	22	21	4.5%
$m = 2$	21	25	19.04%
$m = 3$	37	42	13.51%
$m = 4$	16	15	6.25%
$m = 5$	18	27	5%

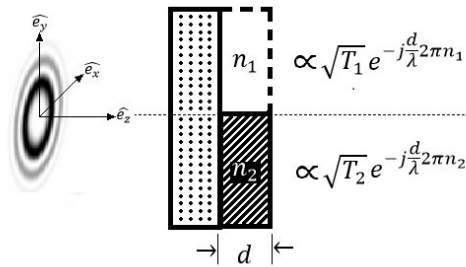
A partir de los resultados es posible apreciar, la mejora que se introduce a las técnicas para la detección de la carga topológica de haces con MAO, se reduce a la difracción sobre una rendija producida por la interacción borde-abertura

triangular, ya que se elimina el uso de óptica adicional, que se necesita para hacer la detección por medio de interferometría, es más eficiente respecto a la detección a través del radio del vórtice, ya que es suficiente con una captura, Adicionalmente, estas características disminuirían el costo de la implementación. La regla descrita por la ecuación (55) es vital para el desarrollo de un algoritmo, capaz de identificar la información asociada a la dinámica de transmisión de un sistema de recepción de datos. El sistema permite asociar ocho estados de fase a una combinación de 3 bits. Los ocho estados, pueden establecerse, a partir de las CT $m=\pm 1$ a ± 4 . Lo que evidencia, la ventaja en el aumento de la capacidad de información, ya que la transmisión a nivel de capa física no se da bit a bit.

8 MODELO DE INTERACCIÓN CON PELÍCULAS DELGADAS

El sistema de decodificación basado en el conteo de máximos, se validó experimental y numéricamente. Para realizar este último, se propone un modelo, que describe a través de parámetros de transmitancia, espesor e índice de refracción la influencia que produce el borde de una película nanométrica sobre un vórtice con momento angular orbital.

Figura 61. Geometría del modelo de propagación de un haz MAO difractado a través de un obstáculo de dimensiones comparables a la longitud de onda incidente.



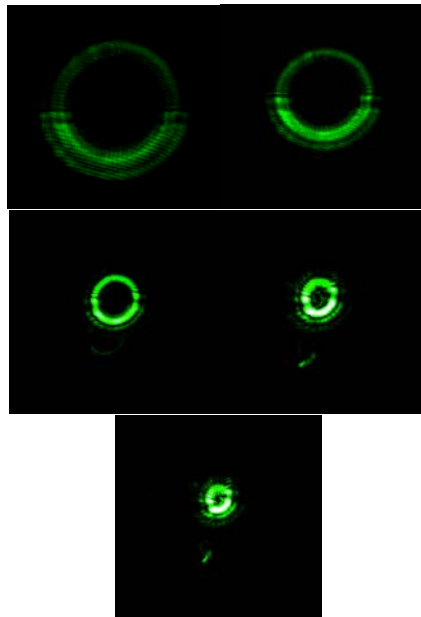
Como se observa en la Figura 61, la geometría del modelo propuesto, permite que pueda introducirse un término complejo en la descripción. El índice de refracción de un material (n_i), en general está asociado a un retardo en la propagación de la onda electromagnética, que podemos asociar directamente a un término de fase. La fase en este caso debe conservar una relación de proporcionalidad entre el total de la revolución (2π) y la longitud de onda (λ), de acuerdo al espesor (d) de la película. Desde el punto de vista de la intensidad se considera un término de proporcionalidad (T_i).

Dentro de las características importantes en el desarrollo del modelo, está la posición del vórtice de acuerdo a la película, que se asume en el eje óptico. Es

importante notar dentro del modelo, la transición que hay entre el sustrato y la película crecida, que implica una relación entre las transmitancias individuales de los dos elementos.

A partir de este modelo y según las observaciones realizadas al difractar el vórtice sobre el borde nanométrico, se realiza un barrido en posiciones cercanas a campo lejano, obteniendo las imágenes que se muestran a continuación:

Figura 62. Vórtice con carga topológica ocho, en propagación, para cinco posiciones antes del plano focal posterior de una lente de Fourier corregida.

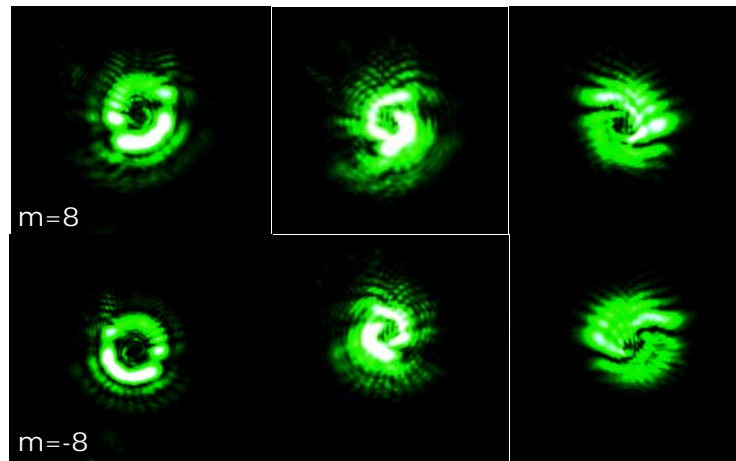


Como se observa en la Figura 62, a medida que se propaga el haz MAO hacia el plano focal, es posible identificar, como se intensifica la iluminación de una parte del vórtice acompañada de una rotación apreciable de la discontinuidad de la rosquilla.

De esta manera al ver la Figura 63 (izquierda), se puede apreciar, un cambio muy importante en la rotación del vórtice cerca al plano focal posterior de la lente. Este

resultado es muy significativo ya que permitiría identificar fácilmente el signo de la fase del vórtice MAO, además de abrir las puertas a la comprensión del fenómeno asociado a la interacción onda electromagnética - borde nanométrico.

Figura 63. Vórtice justo antes del plano focal posterior (izquierda), muy cerca al foco (centro), después del plano focal posterior (derecha) para cargas topológicas de ± 8 .



Cuando se realiza un desplazamiento más allá del plano focal posterior (ver Figura 65. derecha) se observa una rotación del haz MAO, que conserva una simetría que coincide con la orientación de la figura correspondiente a la carga topológica con signo contrario.

Este resultado, preliminarmente permitiría identificar el signo de la rotación del frente de onda sobre su eje de propagación. Pero promete la rotación producida en el vórtice, ya que describiría el flujo de energía, u orientación del vector de Poynting, de vital importancia en la identificación dentro del proceso de decodificación.

9 CONCLUSIONES

1. Se demuestra la correspondencia entre las figuras de difracción de Fraunhofer obtenidas por simulación y las obtenidas experimentalmente para haces luminosos con MAO entero, por el borde de una película gruesa ($>\lambda$) con una transmitancia cercana a cero.
2. Se verifica la regla cuántica de Born, para un fenómeno macroscópico, que explica la formación de una red de puntos, para el patrón de difracción asociado a un haz MAO difractado por una abertura triangular, adicionalmente se propone una regla, para la reconstrucción de la figura de difracción asociada, con rendijas que no son mutuamente disjuntas, encontrando correlaciones respecto a las figuras de difracción originales superiores al 90%, que permiten identificar en las representaciones una correspondencia apropiada para la identificación de la carga topológica.
3. Para haces MAO enteros que difractan por el borde de la película gruesa y vistos a través de una abertura triangular equilátera, es posible discriminar el valor de su carga topológica así como su signo, a partir de la nueva regla propuesta para la determinación del estado de la fase del haz, que elimina, el uso de fuentes de energía y óptica adicionales, de manera que, es posible identificar de forma eficiente, el dato contenido en el vórtice que se propaga, ya que la identificación del signo se reduce a la posición del máximo global respecto al eje óptico y la magnitud al conteo de máximos que caigan dentro de la zona de simetría, lo que es de vital importancia en la implementación pensada en un dispositivo compacto.
4. Aunque el grupo de películas delgadas de la Univalle logró una excelente característica de absorbancia, en el crecimiento de la película nanométrica

es importante, ahondar en el tema de la topografía de la misma, ya que a partir de un análisis del Laboratorio de Microscopía por SMT del PTG, la transición de película a sustrato no es abrupta y su topografía no es uniforme, lo que implicaría una disminución en la definición de las imágenes, e incertidumbre sobre el espesor ya que puede tener espacios en los cuales el material crecido sea más delgado que en otro, quitándole precisión a los resultados.

5. La difracción por un borde nanométrico, al ser observada en planos cercanos, permite que pueda identificarse a partir de la orientación producida en el vórtice MAO, el signo de su carga topológica. Se recomienda ahondar más en una configuración experimental más estable, que permita apreciar, la transición que hay al pasar a través del plano focal y profundizar en el fenómeno de interacción luz-borde.

6. Los objetivos del proyecto se cumplieron a cabalidad ya que a través de la inscripción de hologramas tipo tenedor sobre un MEL, se generó la arquitectura optoelectrónica encargada de la codificación y transmisión de los datos utilizando como canal el espacio libre, adicionalmente con el uso de la película de orden nanométrico y una abertura triangular, se generó la arquitectura encargada de la decodificación, que usa un perfil sobre el patrón de difracción para identificar la magnitud y el signo de la CT que porta el haz asociado a un dato que se transmite. Posteriormente se verificó que los datos enviados correspondían a los datos recepcionados, mediante la identificación hecha a partir de la ecuación (55).

10 OBSERVACIONES Y RECOMENDACIONES

1. Como recomendaciones para trabajos futuros se plantea: Optimizar el algoritmo de detección de manera que pueda implementarse más eficientemente, ya que hay que profundizar en el cálculo de los umbrales necesarios para determinar la zona de simetría, de manera que pueda estandarizarse. Adicionalmente, se propone la verificación experimental, de la regla de Born y el conversor de modos. Ya que se mostró a través de la regla de Born la conservación de la información de fase que porta el haz, lo que es vital para la decodificación, además que con el conversor de modos se podría enviar en un mismo frente de onda más de un estado, lo que implica directamente más datos.
2. Hay gran expectativa sobre la prueba de espesores menores a la longitud de onda. Aunque se logró hacer un ensayo para un espesor inferior a la longitud de onda, se está a la espera de películas de espesores de hasta $\lambda/8$, con los que se busca entender cuál es el comportamiento del vórtice a medida que se propaga, ya que en este caso se mostraría que el borde nanométrico, interfiere con las discontinuidades de fase, lo que obligaría a una revisión a fondo de los modelos teóricos del frente de onda de la forma \tan^{-1} .
3. Una de más perspectivas más importantes que se tienen a corto plazo, es optimizar el holograma escrito sobre el MEL, de manera tal que puedan producirse vórtices de diferente carga topológica, pero con el mismo radio, lo que permitiría que no sea necesario adaptar la abertura triangular, al tamaño del haz e implicaría una mejora en la arquitectura, para dejar fijos los elementos dispuestos en el sistema.

CITAS

- [1] CERECEDO NÚÑEZ H.H., PADILLA SOSA P., “Óptica y sus áreas de aplicación (una perspectiva general)”, Facultad de Física e Inteligencia Artificial, Universidad Veracruzana, {En línea}. {20 de Julio de 2014} disponible en: (<http://www.smf.mx/boletin/2005/Abr-05/Articulos-HCC.html>).
- [2] CAPILLA Pascual, ARTIGAS José M., and PUJOL Jaume, Fundamentos de Colorimetría, Universidad de Valencia, Primera Edición, 2002, p. 13-183.
- [3] ALLEN L., BEIJERSBERGEN M. W., SPREEUW R. J. C., and WOERDMAN J. P; Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes”, Physical Review A, Vol. 45, No. 11, (1992); p. 8185 – 8189.
- [4] " 'Twisted light' carries 2.5 terabits of data per second ", BBC. {En línea}. {21 de Julio de 2014} disponible en: (<http://www.bbc.com/news/science-environment-18551284>).
- [5] GIBSON Graham, COURTAIL Johannes, VASNETSOV Mikhail, BARNETT Stephen, FRANKE-ARNOLD Sonja and PADGETT Miles, “Increasing the data density of free-space optical communications using Orbital Angular Momentum”, Free-Space Laser Communications IV, (October 20, 2004); p. 367
- [6] WANG Jian, YANG Jeng-Yuan, FAZAL Irfan M., AHMED Nisar, YAN Yan, HUANG Hao, REN Yongxiong, YUE Yang, DOLINAR Samuel, TUR Moshe & WILLNER Alan E. “Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing”, Nature Photonics 6, 2012,;p. 488–496.
- [7] DÍAZ MEZA Carlos Fernando, “Modelado de un sistema optoelectrónico para la

codificación de información a través del momento angular orbital de la luz”, Bucaramanga, 2012, p. 17-87, Trabajo de Investigación (Maestría en Ingeniería Electrónica). Universidad Industrial de Santander. Facultad de Ingeniería Fisicomecánicas, Escuela de Ingeniería Eléctrica, Electrónica y Telecomunicaciones.

[8] ACEVEDO CACERES Cristian Hernando, “Análisis teórico – experimental de un haz con Momento Angular Orbital”, Bucaramanga, 2012, p. 56-79, Trabajo de Investigación (Maestría en Física). Universidad Industrial de Santander, Facultad de ciencias, Escuela de Física.

[9] SERWAY R A., JEWETT J. Jr. Física para ciencia e ingeniería, Volumen I, Novena edición, México, Editorial Thomson, 2013, 711p.

[10] M. PADGETT, J. ARTL, and N. SIMPSON, “An experiment to observe the intensity and phase structure of Laguerre-Gaussian laser modes”, Am. J. Phys. 64, (1996), p. 77- 82.

[11] TORRES, Juan P.; TORNER, Lluís, ed. “Twisted photons: applications of light with orbital angular momentum” Wiley-VCH, 2011. 1p.

[12] TUMBULL G.A., ROBERTSON D. A., SMITH G. M., ALLEN L., PADGETT M. J., “The generation of free-space Laguerre-Gaussian modes at millimeter-wave frequencies by use of a spiral phaseplate”, Optics Communications, Volume 127, No. 4-6, (1996), p. 183-188.

[13] HAYT W. H. Jr, BUCK J. A., “Teoría electromagnética”, Séptima edición, México, Editorial McGraw Hill, 2006, 541p.

[14] KOGELNIK H., LI T., “Laser beams and resonators”, Proceedings IEEE, Vol 54, No. 10, (1985),p. 1312-1329.

- [15] MONCADA M., RAMÍREZ C., “Transformación de un modo HG en un modo LG vía conversores astigmáticos”, Revista Colombiana de Física, Vol. 38, No. 1, (2006); p. 129-132.
- [16] ALLEN L., PADGETT M.J. and BABIKER M., “Progress in Optics”, Vol.XXXIX, Chapter IV, edited by E. Wolf, Elsevier, North Holland, 510, (1999);p.291-372.
- [17] PADGETT M. J., "Light's Twist", Plenary lecture given as part of the Photon 08 conference in receipt of Division prize in Photonics, Glasgow, (2008).
- [18] LI Yanming, KIM Jihwan, and ESCUTI Michael J., “Orbital angular momentum generation and mode transformation with high efficiency using forked polarization gratings”,Ao Vol 54, No 34, (2012); p. 8236 – 8245.
- [19] JANICIJEVIC L., TOPUZOSKI S., “Fresnel and Franhoufer diffraction of a Gaussian laser beam by fork-shaped gratings”, JOSA A, Vol 25, No 11, (2008); p.2659-2669.
- [20] HECKENBERG R., MCDUFF R, SMITH C. P., RUBINSZTEIN-DUNLOP H. and WEGNER M. J., “Laser beams with phase singularities”, Optics and Quantum electronics, Vol. 24, No. 9, (1992); p.S951-S962.
- [21] BEIJERSBERGEN M., ALLEN L., VAN DER VEEN H.E.L.O. and WOERDMAN J.P, “Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum”, Optics Communications, Vol. 96, No.1-3, (1993); p.123-132.
- [22] COURTIAL J. and PADGETT M.J., “Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre-Gaussian laser modes”, Optics Communications, Vol.159, No.1-3, (1999); p.13-18.

- [23] ALLEN Less and PADGETT Miles, "Introduction to Phase-Structured Electromagnetic Waves", David L. Andrews, "Structured Light and its Applications: An introduction to Phase – Structures Beams and Nanoscale Optical Forces", Academic Press is an imprint of Elsevier, University of East Anglia, UK, 2008.
- [24] BEIJERSBERGEN W., COERWINKEL R.P.C, KRISTENSEN M. and WOERDMAN J.P, "Helical wave-front laser beams produced with a spiral phaseplate", Optics Communications, Vol. 112, No. 5-6, (1994); p.321-327.
- [25] RODRÍGUEZ MORALES G., SÁNCHEZ CRUZ F., MARTÍNEZ MARTÍNEZ S., "Ingeniería de haces láser: Propiedades, manipulación, y aplicaciones", Ingenierías, Vol 12, No 44, (2009); p. 16- 20.
- [26] BAZHENOV V., VANETSOV M. and SOSKIN M., "Laser beams with screw dislocations in their wavefronts", American Institute of Physics, Vol 52, No. 8, (1990); p. 429-431.
- [27] YONGXIN Liu, HUA Tao, JIXIONG Pu, BAIDA Lü, " Detecting the topological charge of vortex beams using an annular triangle aperture", Optics & Laser Technology 43, (2011); p. 1233–1236.
- [28] Newport, "Hand held optical meter. Model 1918-C", User's manual, 141 pp., (2007).
- [29] Huanic Corporation " E532-15-3-30, DPSS, beam expander green laser module", {En línea} {28 de Marzo de 2015} disponible en: (<http://www.bbc.com/news/science-environment-18551284>).
- [30] LCX016AL datasheet

- [31] LC2002 datasheet
- [32] SORKIN R. D., “Quantum mechanics as quantum measure theory”, *Mod. Phys. Lett. A* 9, (1994); p. 3119.
- [33] SINHA U., COUTEAU C., JENNEWEIN T., LAFLAMME R., and WEIHS G., “Ruling out multi-order interference in quantum mechanics” *Science* 329(5990), (2010); p. 418–421.
- [34] HICKMANN J. M., FONSECA E. J. S., SOARES W. C., and CHÁVEZ-CERDA S., “Unveiling a truncated optical lattice associated with a triangular aperture using light’s orbital angular momentum”, *Phys. Rev. Lett.* 105(5), (2010).p. 053904.
- [35] ACEVEDO C. H., DIAZ C. F., TORRES MORENO Y., “Determinación de la carga topológica de un haz Bessel – Gauss mediante el patrón de difracción a través de una abertura triangular equilátera”, *DYNA*, (2015). A aparecer
- [36] MESQUITA P. H. F., JESUS-SILVA A. J., FONSECA E. J. S., and HICKMANN J. M., “Engineering a square truncated lattice with light’s orbital angular momentum”, *Optics Express* 20621 Vol. 19, No. 21, (2011).
- [37] BORN M., “ Zur Quantenmechanik der Stoßvorgänge”, *Z. Phys.* 37, (1926) 863.
- [38] SILVA J. G., JESUS-SILVA A. J., ALENCAR M. A. R. C., HICKMANN J. M., FONSECA E. J. S. “Unveiling square and triangular optical lattices: a comparative study”, *OI* Vol. 39 No .4, (2014); p. 949-952.

[39] GOODMAN J. W., "Introduction to fourier optics", second edition, McGraw-Hill, New York, (1996); p. 441.

[40] FLANNERY D. L., HORNER J. L., "Fourier optical signal processors", Proc IEEE 1989 vol. 77 No. 10, (1989); p. 1511-1527.

BIBLIOGRAFÍA

ACEVEDO C. H., DIAZ C. F., TORRES MORENO Y., “Determinación de la carga topológica de un haz Bessel – Gauss mediante el patrón de difracción a través de una abertura triangular equilátera”, DYNA, (2015). A aparecer.

ACEVEDO CACERES Cristian Hernando, “Análisis teórico – experimental de un haz con Momento Angular Orbital”, Bucaramanga, 2012, p. 56-79, Trabajo de Investigación (Maestría en Física). Universidad Industrial de Santander, Facultad de ciencias, Escuela de Física.

ALLEN L., BEIJERSBERGEN M. W., SPREEUW R. J. C., and WOERDMAN J. P; “Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes”, Physical Review A, Vol. 45, No. 11, (1992); p. 8185 – 8189.

ALLEN L., PADGETT M.J. and BABIKER M., “Progress in Optics”, Vol.XXXIX, Chapter IV, edited by E. Wolf, Elsevier, North Holland, 510, (1999);p.291-372.

ALLEN Less and PADGETT Miles, “Introduction to Phase-Structured Electromagnetic Waves”, David L. Andrews, “Structured Light and its Applications: An introduction to Phase – Structures Beams and Nanoscale Optical Forces”, Academic Press is an imprint of Elsevier, University of East Anglia, UK, 2008.

BAZHENOV V., VANETSOV M. and SOSKIN M., "Laser beams with screw dislocations in their wavefronts", American Institute of Physics, Vol 52, No. 8, (1990); p. 429-431.

BEIJERSBERGEN M., ALLEN L., VAN DER VEEN H.E.L.O. and WOERDMAN J.P, "Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum", Optics Communications, Vol. 96, No.1-3, (1993); p.123-132.

BEIJERSBERGEN W., COERWINKEL R.P.C, KRISTENSEN M. and WOERDMAN J.P, "Helical wave-front laser beams produced with a spiral phaseplate", Optics Communications, Vol. 112, No. 5-6, (1994); p.321-327.

BORN M., " Zur Quantenmechanik der Stoßvorgänge", Z. Phys. 37, (1926) 863.

CAPILLA Pascual, ARTIGAS José M., and PUJOL Jaume, Fundamentos de Colorimetría, Universidad de Valencia, Primera Edición, 2002, p. 13-183.

COURTIAL J. and PADGETT M.J., "Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre-Gaussian laser modes", Optics Communications, Vol.159, No.1-3, (1999); p.13-18.

DÍAZ MEZA Carlos Fernando, "Modelado de un sistema optoelectrónico para la codificación de información a través del momento angular orbital de la luz", Bucaramanga, 2012, p. 17-87, Trabajo de Investigación (Maestría en Ingeniería Electrónica). Universidad Industrial de Santander. Facultad de Ingeniería Fisicomecánicas, Escuela de Ingeniería Eléctrica, Electrónica y Telecomunicaciones.

FLANNERY D. L., HORNER J. L., "Fourier optical signal processors", Proc IEEE 1989 vol. 77 No. 10, (1989); p. 1511-1527.

GIBSON Graham, COURTAIL Johannes, VASNETSOV Mikhail, BARNETT Stephen, FRANKE-ARNOLD Sonja and PADGETT Miles, "Increasing the data density of free-space optical communications using Orbital Angular Momentum", Free-Space Laser Communications IV, (October 20, 2004); p. 367

GOODMAN J. W., "Introduction to fourier optics", second edition, McGraw-Hill, New York, (1996); p. 441.

HAYT W. H. Jr, BUCK J. A., "Teoría electromagnética", Séptima edición, México, Editorial McGraw Hill, 2006, 541p.

HECKENBERG R., MCDUFF R, SMITH C. P., RUBINSZTEIN-DUNLOP H. and WEGNER M. J., "Laser beams with phase singularities", Optics and Quantum electronics, Vol. 24, No. 9, (1992); p.S951-S962.

HICKMANN J. M., FONSECA E. J. S., SOARES W. C., and CHÁVEZ-CERDA S., "Unveiling a truncated optical lattice associated with a triangular aperture using light's orbital angular momentum", Phys. Rev. Lett. 105(5), (2010).p. 053904.

JANICIJEVIC L., TOPUZOSKI S., "Fresnel and Franhoufer diffraction of a Gaussian laser beam by fork-shaped gratings", JOSA A, Vol 25, No 11, (2008); p.2659-2669.

KOGELNIK H., LI T., "Laser beams and resonators", Proceedings IEEE, Vol 54, No. 10, (1985),p. 1312-1329.

LI Yanming, KIM Jihwan, and ESCUTI Michael J., "Orbital angular momentum generation and mode transformation with high efficiency using forked polarization gratings",Ao Vol 54, No 34, (2012); p. 8236 – 8245.

M. PADGETT, J. ARTL, and N. SIMPSON, "An experiment to observe the intensity and phase structure of Laguerre-Gaussian laser modes", Am. J. Phys. 64, (1996), p. 77- 82.

MESQUITA P. H. F., JESUS-SILVA A. J., FONSECA E. J. S., and HICKMANN J. M., "Engineering a square truncated lattice with light's orbital angular momentum", *Optics Express* 20621 Vol. 19, No. 21, (2011).

MONCADA M., RAMÍREZ C., "Transformación de un modo HG en un modo LG vía conversores astigmáticos", *Revista Colombiana de Física*, Vol. 38, No. 1, (2006); p. 129-132.

Newport, "Hand held optical meter. Model 1918-C", User's manual, 141 pp., (2007).

PADGETT M. J., "Light's Twist", Plenary lecture given as part of the Photon 08 conference in receipt of Division prize in Photonics, Glasgow, (2008).

RODRÍGUEZ MORALES G., SÁNCHEZ CRUZ F., MARTÍNEZ MARTÍNEZ S., "Ingeniería de haces láser: Propiedades, manipulación, y aplicaciones", *Ingenierías*, Vol 12, No 44, (2009); p. 16- 20.

SERWAY R A., JEWETT J. Jr. *Física para ciencia e ingeniería*, Volumen I, Novena edición, México, Editorial Thomson, 2013, 711p.

SILVA J. G., JESUS-SILVA A. J., ALENCAR M. A. R. C., HICKMANN J. M., FONSECA E. J. S. "Unveiling square and triangular optical lattices: a comparative study", *OI* Vol. 39 No .4, (2014); p. 949-952.

SINHA U., COUTEAU C., JENNEWEIN T., LAFLAMME R., and WEIHS G., "Ruling out multi-order interference in quantum mechanics" *Science* 329(5990), (2010); p. 418–421.

SORKIN R. D., “Quantum mechanics as quantum measure theory”, *Mod. Phys. Lett. A* 9, (1994); p. 3119.

TORRES, Juan P.; TORNER, Lluís, ed. “Twisted photons: applications of light with orbital angular momentum” Wiley-VCH, 2011. 1p.

TUMBULL G.A., ROBERTSON D. A., SMITH G. M., ALLEN L., PADGETT M. J., “The generation of free-space Laguerre-Gaussian modes at millimeter-wave frequencies by use of a spiral phaseplate”, *Optics Communications*, Volume 127, No. 4-6, (1996), p. 183-188.

WANG Jian, YANG Jeng-Yuan, FAZAL Irfan M., AHMED Nisar, YAN Yan, HUANG Hao, REN Yongxiong, YUE Yang, DOLINAR Samuel, TUR Moshe & WILLNER Alan E. “Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing”, *Nature Photonics* 6, 2012,;p. 488–496.

YONGXIN Liu, HUA Tao, JIXIONG Pu, BAIDA Lü,” Detecting the topological charge of vortex beams using an annular triangle aperture”, *Optics & Laser Technology* 43, (2011); p. 1233–1236.