



GENERACIÓN OPTOELECTRÓNICA DE HACES “CUERDA LUMINOSA” Y “CAPILAR LUMINOSO”

Andrey S. Ostrovsky^{a,b}, andreyo@cfm.buap.mx;

Gabriel Martínez Niconoff^b;

Julio C. Ramírez San Juan^b;

Ma. Alejandra Contreras Motolinía^a, alecomot@hotmail.com;

Edgar Hernández García^a, hegedg@hotmail.com.

^aFacultad de Ciencias Físico Matemáticas, Universidad Autónoma de Puebla, México.

^bDepartamento de Óptica, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, México.

RESUMEN

Recientemente reportamos una nueva teoría modal de campos ópticos invariantes en propagación. Dentro del marco de esta teoría predijimos la existencia de los haces “cuerda luminosa” y “capilar luminoso”, cuyas propiedades ópticas son fundamentales. Aquí se propone una técnica optoelectrónica para la generación de estos haces y se muestran resultados experimentales

1. INTRODUCCION

De manera reciente, estudiamos la estructura del modo coherente de los así llamados, campos invariantes en propagación, caracterizados por la invarianza de su función de densidad espectral mutua en la dirección de propagación [1]. Hemos encontrado tres representaciones de modo coherente, fundamentalmente diferentes, de la función de densidad espectral mutua, en el cual se definen tres posibles clases de los campos invariantes en propagación, denominados por nosotros como campos invariantes en propagación del primero, del segundo y del tercer orden. Los campos invariantes en propagación del primer orden representan haces completamente coherentes, denominados haces no difractivos, incluyendo al fundamental haz Bessel. Buenas aproximaciones de dichos haces pudieron realizarse, producidos en el laboratorio por medio de un sistema óptico simple con una apertura anular, un axicon o un holograma generado por computadora. Los campos invariantes en propagación del segundo y del tercer orden son campos parcialmente coherentes con estructuras de modo coherente fundamentalmente diferentes. Una típica representación

de los campos invariantes en propagación de segundo orden son los así llamados haces correlacionados de Bessel, los cuales son también realizables en condiciones de laboratorio. Dentro de la clasificación de los campos invariantes en propagación del tercer orden, hemos predicho, en teoría, la existencia de haces muy peculiares, denominados por nosotros como: haz cuerda luminosa y haz capilar luminoso, en vista de su muy específica y extremadamente definida, localización de la distribución de energía en la sección transversal. Sin embargo, hasta ahora, la realización física de dichos haces ha quedado inconclusa. En este trabajo se propone una técnica para la generación optoelectrónica de dichos haces y se muestran los respectivos resultados experimentales

2. LOS HACES “CUERDA LUMINOSA” Y “CAPILAR LUMINOSO”.

Los haces cuerda luminosa y capilar luminoso, se caracterizan por la función de densidad espectral mutua dada por

$$W^{(\mu)}(\rho_1, \theta_1, \rho_2, \theta_2; z) = \cos[\mu(\theta_1 - \theta_2)] \sum_{n=1}^{\infty} J_{\mu}\left(\alpha_{\mu,n} \frac{\rho_1}{R}\right) J_{\mu}\left(\alpha_{\mu,n} \frac{\rho_2}{R}\right) \quad (1)$$

donde $\mu = 0$ para el haz cuerda, $\mu = 1$ para el haz capilar, J_{μ} denota la función de Bessel del primer tipo y de orden μ , $\alpha_{\mu,n}$ es el n-ésimo cero de la función J_{μ} , R es



una constante real positiva, y (ρ, θ) son las coordenadas polares en el plano $z = const$. Los cálculos numéricos muestran que el campo con distribución de intensidad $W^{(0)}(\rho, \theta, \rho, \theta)$ representa un haz infinitamente delgado, mientras que el campo con la distribución de intensidad $W^{(1)}(\rho, \theta, \rho, \theta)$ representa un tubo de luz infinitamente delgado, hechos que explican el origen de los nombres dados a los correspondientes campos invariantes en propagación. Es posible mostrar que las funciones de correlación angular o de espectro angular mutuo de los haces cuerda luminosa y capilar luminoso viene dado por

$$A^{(\mu)}(r_1, \varphi_1, r_2, \varphi_2) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \rho_1 \rho_2 W_{III}^{(\mu)}(\rho_1, \theta_1, \rho_2, \theta_2; 0) \times \exp \{ -i2\pi [r_2 \rho_2 \cos(\varphi_2 - \theta_2) - r_1 \rho_1 \cos(\varphi_1 - \theta_1)] \} d\rho_1 d\rho_2 d\theta_1 d\theta_2, \quad (2)$$

donde (r, φ) son las coordenadas polares en el dominio espacio-frecuencia. Ahora, sustituyendo para $W^{(\mu)}(\rho, \theta, \rho, \theta)$ en ec. (1) y ec. (2), y realizando la integración, obtenemos la relación

$$A^{(\mu)}(r_1, \varphi_1, r_2, \varphi_2) = \cos[\mu(\varphi_1 - \varphi_2)] \left[\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R}{\alpha_{\mu,n}} \right)^2 \delta\left(\frac{\alpha_{\mu,n}}{2\pi R} - r_1 \right) \delta\left(\frac{\alpha_{\mu,n}}{2\pi R} - r_2 \right) \right] \quad (3)$$

La ecuación (3) puede tomarse como un principio de generación óptica de los haces cuerda luminosa y capilar luminoso.

El espectro angular mutuo $A^{(\mu)}$ representa una transformada de Fourier-4D de la función de densidad espectral mutua (1). Por otro lado es bien conocido que la densidad espectral mutua del campo en los planos focales de una lente esférica delgada se relacionan también con una transformada de Fourier-4D. Ambos hechos pueden emplearse para generar una buena aproximación de los haces cuerda luminosa y capilar luminoso, generando una fuente secundaria plana con una función de densidad espectral mutua $W_S = A^{(\mu)}$ en frente del plano focal anterior de una lente transformadora. Hemos mostrado que, una fuente secundaria puede ser generada por medio

de una modulación espacial-tiempo apropiada de la onda monocromática plana homogénea.

Para generar la fuente secundaria de la función de densidad espectral mutua $W_S = A^{(0)}$, se puede usar un modulador espacial de luz con función de transmitancia

$$T(\rho', \theta') = \sum_{n=1}^N \frac{1}{\alpha_{\mu,n}} \delta(\alpha_{\mu,n} \rho_0 - \rho') \exp(i\psi_n), \quad (4)$$

donde (ρ', θ') son las coordenadas polares en el plano focal anterior de una lente transformadora, ρ_0 es una constante, y Ψ_n son variables reales uniformemente distribuidas en el intervalo $(0, 2\pi)$, y, Ψ_n y Ψ_m son estadísticamente independientes cuando $n \neq m$. Cuando este modulador es iluminado por una onda plana homogénea con amplitud V_0 la función de densidad espectral mutua en la salida del modulador esta dada por

$$W_S(\rho'_1, \theta'_1, \rho'_2, \theta'_2) = V_0^2 \langle T(\rho'_1, \theta'_1) T^*(\rho'_2, \theta'_2) \rangle, \quad (5)$$

donde los ángulos clasificados denotan el promedio estadístico. Sustituyendo para $T(\rho', \theta')$ de la ec. (4) y ec. (5), y tomando en cuenta que, con la consideración de las propiedades estadísticas aceptadas de las variables distribuidas Ψ_n ,

$$\langle \exp(i\psi_n) \exp(-i\psi_m) \rangle = \delta_{nm}, \quad (6)$$

donde δ_{nm} es el símbolo de Kronecker.

Para obtener la fuente secundaria con una función de densidad espectral mutua $W_S = A^{(\mu)}$, se usa un modulador espacial de luz con una amplitud de transmitancia

$$T^{(\mu)}(\rho', \theta') = \sum_{n=1}^N \frac{1}{\alpha_{\mu,n}} \delta(\alpha_{\mu,n} \rho_0 - \rho') \exp[i(\mu\theta - \Psi_n)] \quad (7)$$

Tal modulador puede realizarse como una combinación de una mascarilla de estática binaria en



amplitud y una pantalla dinámica capaz de modular en fase, controlada por computadora. El modulador de amplitud estática puede ser utilizado en una buena aproximación como una máscara binaria en la forma de anillos transparentes con radios definidos, los cuáles son proporcionales a los coeficientes adjuntos para la función delta (fig. 1). Cada máscara puede ser fácilmente elaborada por medio de una técnica estándar fotolitográfica. El modulador de fase dinámico representa una pantalla plana transparente, que introduce el ángulo de fase requerido en las zonas anulares correspondientes para los anillos transparentes de la máscara binaria, que son cambiados aleatoria e independientemente en momentos discretos de tiempo. Como una pantalla de fase aleatoria, se puede utilizar eficientemente una pantalla de cristal líquido (LCD) controlada por computadora.

de densidad espectral mutua W_S originada por el número finito de anillos usados, restringe la dimensión mínima transversal de los haces generados.

Para verificar la capacidad de la técnica propuesta para la generación de los haces cuerda luminosa y capilar luminoso, se hicieron algunos experimentos. En estos experimentos, usamos como fuente primaria un haz láser linealmente polarizado ($\lambda = 0.63\mu\text{m}$, láser He-Ne). Para generar la fuente secundaria necesaria usamos las mascarillas binarias con un número finito de anillos transparentes de ancho variable, la cual fue especialmente manufacturada por medio de técnicas fotolitográficas. Para simplificar nuestros experimentos, limitamos el número de anillos transparentes a $N = 5$. Como modulador dinámico de fase, disponemos de una pantalla de TV de Cristal Líquido (LCD) controlada por computadora, la cual trabaja en el modo transmisión. Para monitorear los resultados de los experimentos usamos una cámara digital conectada a una computadora. La configuración experimental se esquematiza en la Fig. (2).

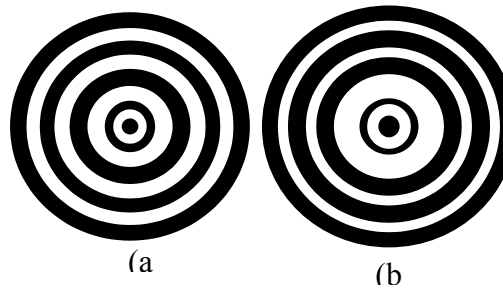


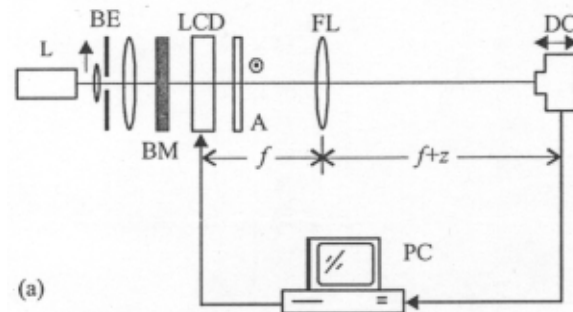
Figura 1: Máscaras binarias, para generar el haz cuerda luminosa (a) y capilar luminoso (b).

Los resultados de los experimentos se muestran en la Fig. (3). Las dimensiones de los haces generados pueden explicarse por la aproximación (suma finita) de la ecuación (3). La expansión observada de los

haces generados a partir de una cierta distancia z se explica por la pupila finita de la lente transformadora y el tamaño finito de la fuente secundaria.

Se puede observar que las técnicas ópticas propuestas, permiten solamente una síntesis aproximada de la propagación de campos invariantes descrito en la ec. (1). Existen tres formas de lograrlo. Primero, como es muy conocido, si la fuente es originado con un círculo de diámetro D_S y una lente transformadora de Fourier con una longitud focal f , tiene una pupila circular de entrada de diámetro D_F , la distancia máxima en la cuál, se obtiene la propagación invariante de la generación del campo, es limitado por el valor de $z_{\text{max}} = fD_F/D_S$.

Segundo, aproximando los valores de las funciones delta por anillos transparentes de ancho finito, también resultan en la violación de las condiciones de propagación invariante. Finalmente, como se puede observar de la figura (1), la aproximación de la suma finita de la función



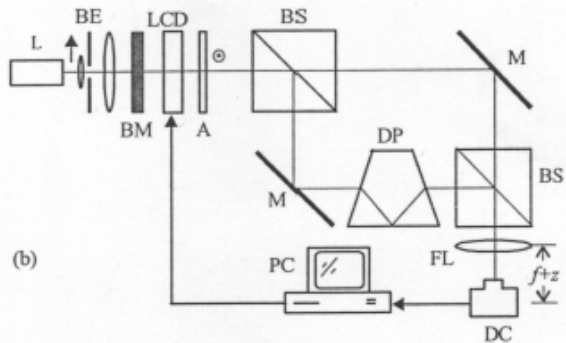


Figura 2: Arreglo experimental usado para la generación del haz cuerda luminosa (a) y haz capilar luminoso (b). L-láser; BE-expansor de haz; A-analizador; BM-mascarilla binaria; BS-divisor de haz; M-espejo; DP-prima Dove; FL-Lentes transformadoras de Fourier; DC-cámara digital; PC-computadora personal.

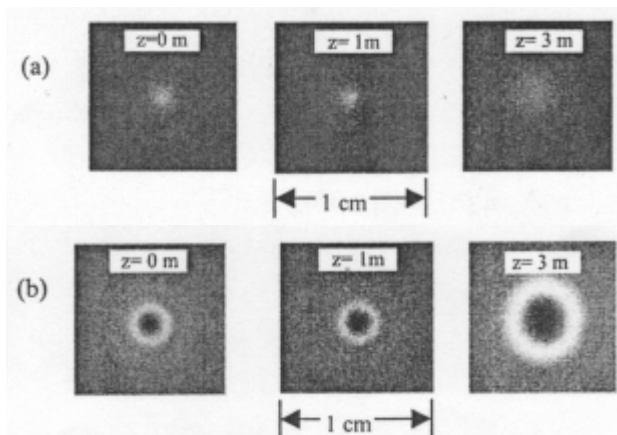


Figura 3: Distribución de intensidad transversal del haz “cuerda luminosa” (a) y haz “capilar luminoso” (b) generada en los experimentos.

3. CONCLUSIONES

La estructura general de modo-coherente de la propagación de campos invariantes, es encontrado como la solución de la ecuación diferencial para la propagación de los modos coherentes del campo. Esto se muestra como tres diferentes géneros existentes de la propagación de campos invariantes. La propagación de campos invariantes del primer género, representa completamente campos coherentes, normalmente, haces no difractados de Bessel o sus combinaciones lineales. La propagación de campos invariantes del segundo y tercer género, son campos parcialmente coherentes con diferentes estructuras del modo coherente. Como una

representatividad típica de la propagación de campos invariantes del segundo género, puede ser mencionado el muy conocido haz correlacionado de Bessel con distribución de intensidad uniforme. En lo que se refiere a la propagación de campos invariantes del tercer género, los haces “cuerda luminosa” y “capilar luminoso”, pueden también ser mencionados. Las diferencias esenciales de nuestra técnica para la generación de los haces cuerda luminosa y capilar luminoso son, primeramente, para producir la fuente secundaria necesaria, en lugar de una sola apertura anular, usamos un conjunto de aperturas anulares con especiales variaciones de radio; segundo, para iluminar este conjunto de aperturas, se utiliza una fuente parcialmente coherente con propiedades especiales, y una fuente completamente incoherente. En esta técnica, se destruye completamente la coherencia espacial de iluminación en la dirección radial, conservándola (para el caso del haz cuerda luminosa) o parcialmente destruida (para el caso del haz capilar luminoso) en la dirección azimutal. estas diferencias permiten producir luz en la naturaleza física de los haces cuerda luminosa y capilar luminosos. Adicionalmente, ahora tenemos claro que estos haces son producidos por una superposición de ondas planas cuyos vectores de onda están situados sobre una familia de superficies cónicas, y los cuales son completamente no correlacionados para diferentes cónicas y completamente correlacionadas o coseno-correlacionadas en cada cónica. Además, podemos suponer que el hueco en el haz capilar luminoso se puede explicar por la presencia de la fase vórtice $\exp(i\theta')$ en la realización de la fuente secundaria

Finalmente, podemos notar que la realización física de los haces cuerda luminosa y capilar luminoso son realizables, en al menos una buena aproximación práctica. La distribución de intensidad finamente localizada, junto con las propiedades de invarianza de estos haces nos permiten suponer que se les pueden hallar varias aplicaciones prácticas, una de ellas en el campo de las comunicaciones.

4. AGRADECIMIENTOS

Esta investigación es apoyada por la BUAP, proyecto II68G01, y por el CONACYT, proyecto 36875-E

REFERENCIAS

[1] A. S. Ostrovsky, G. Martínez Niconoff, J. C. Ramírez San Juan, Coherent-mode representation of propagation-



invariant fields, *Optics Communications* 195, 2001, 27-34.