

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Caracterización óptica del modulador espacial de luz de cristal líquido de reflexión PLUTO-VIS

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Ariana Sampayo Martínez

asesorada por

Dr. Andrey S. Ostrovsky Dra. Carolina Rickenstorff Parrao

> Puebla Pue. Agosto de 2014

Título: Caracterización óptica del modulador espacial de luz de cristal líquido de reflexión PLUTO-VIS

Estudiante: Ariana Sampayo Martínez

COMITÉ TUTORIAL

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco Presidente

Dr. Carlos Ignacio Robledo Sánchez Secretario

Dra. María del Rosario Pastrana Sánchez Vocal

Dr. Andrey S. Ostrovsky Dra. Carolina Rickenstorff Parrao Asesor A mis padres, Edilberta y Eugenio, por su amor incondicional y porque el logro obtenido es de ellos. A mis hermanos Lizbeth, Eugenio y Anahí por el apoyo y cariño que siempre me han brindado. A mis sobrinos Samuel y Tadeo porque han llenado de luz mi vida.

Agradecimientos

Este trabajo de tesis realizado en la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, es un esfuerzo en el cual directa o indirectamente participaron distintas personas opinando, corrigiendo, dando ánimo, acompañandome en los momentos de crisis y en los momentos de felicidad, personas a las cuales les quiero expresar mis más sinceros agradecimientos.

En primer lugar quiero agradecer a la VIEP-BUAP por el apoyo económico otorgado durante la realización de este trabajo.

A mis directores de tesis, Dr. Andrey S. Ostrovsky y Dra. Carolina Rickenstorff por dedicar tiempo, por guiarme y ayudarme cada día a mejorar mi trabajo.

A mis sinodales, gracias por revisar, evaluar, y darme críticas constructivas para mejorar mi trabajo y poder terminarlo satisfactoriamente.

Amis profesores, en especial a la Dra. Rosario, que además de transmitirme sus conocimientos me ha transmitido palabras de aliento que me han ayudado a seguir adelante.

A mi compañero y amigo Esteban le agradezco por sus consejos, y por dedicarme minutos de su tiempo que fueron valiosos para mi durante este tiempo de trabajo de tesis.

Por último pero no sin menor importancia, quiero dar las gracias por compartir momentos inolvidables a mis queridos amigos, en especial a mis amigas y compañeras de complicidad, Antonia, Laura, Karla y Columba.

A mis amigos que se encuentran lejos, pero que a pesar de la distancia estan siempre presentes Jorge, Augusto y Ramón . A los que que conocí durante el camino, Hugo, Pablo, Andrea, Isabel, Jeny, Antonio, Norma, Maribel... y a todos los que me faltan por mencionar y que forman parte de este circulo, muchas GRACIAS.

Índice general

RESUMEN			v
INTRODUCCIÓN			VI
1. Modelo físico matemático del MEL-CL			1
1.1. Confguración del MEL-CL			1
1.2. Placa birrefringente			3
1.3. Sistemas compuestos por polarizadores y placas birrefringentes			6
1.4. Matriz de Jones del MEL-CL de transmisión			7
1.5. MEL-CL de reflexión			10
1.6. Conclusiones	•		12
2. Caracterización del MEL-CL modelo PLUTO-VIS			13
2.1. Metodología de caracterización			13
2.2. Sistema de caracterización			16
2.3. Características del MEL-CL PLUTO VIS			19
2.4. Arreglo experimental			21
2.5. Experimentos y resultados			23
2.6. Conclusiones	•	•	$\overline{27}$
3. Ejemplos de aplicación del MEL-CL PLUTO-VIS			28
3.1. Transformada óptica de Fourier			28
3.2. Espectros de potencia de una rejilla de fase senoidal			31
3.3. Modulación del estado de polarización			34
3.4. Experimentos y resultados			35
3.5. Conclusiones	•		42
4. Conclusiones generales			43
BIBLIOGRAFÍA.			44

RESUMEN

Este trabajo de tesis se centra en la caracterización óptica del modulador espacial de luz de cristal líquido de reflexión PLUTO-VIS para su uso como modulador óptico de fase en el rango lineal de 0 a 2π . Por medio de experimentos interferométricos, las curvas de fase e intensidad acoplada proporcionadas por dicho modulador se encuentran en función del nivel de gris de la imagen proyectada en la pantalla para el caso de longitud de onda de 633 nm.

INTRODUCCIÓN

Un problema fundamental de la óptica es la modulación del frente de onda del campo óptico, definido como el lugar geométrico de puntos con fase constante. La modulación controlada del frente de onda tiene muchas aplicaciones en óptica adaptativa [1], procesamiento óptico de datos [2], holografía [3] etc.

Particularmente, la modulación de la fase del frente de onda sirve para generar fuentes con propiedades especiales como los vórtices ópticos, tal como la técnica reportada por Ostrovsky y Rickenstorff en 2013 [4], ó la modulación de coherencia y polarización de los mismos autores [5].

Para llevar a cabo las aplicaciones mencionadas anteriormente son de gran utilidad los moduladores espaciales de luz de cristal líquido MEL-CL, los cuales son dispositivos son capaces de introducir información tanto en la amplitud como la fase del campo óptico en tiempo real [6-9] y son controlados fácilmente por computadora.

Muchos esfuerzos han sido realizados para tratar de obtener modulación pura de fase a través de los MEL-CL. Saleh & Lu [10] fueron los primeros en determinar las condiciones donde un modulador de transmisión tipo 90°-twist podía utilizarse como modulador de fase. Posteriormente Rickenstorff en su trabajo de tesis de maestría [11] presenta otra técnica para determinar las curvas de amplitud y fase del modulador LC-2002.

En épocas recientes, nuevas clases de moduladores especializados en realizar modulación pura de fase han sido desarrollados. Un caso particular de este tipo de moduladores es el modelo PLUTO-VIS Holoeye, el cual es un dispositivo 0° -twist de reflexión.

Es de gran importancia llevar a cabo la caracterización precisa del MEL-CL para hacer que su funcionamiento sea adecuado. En el caso del modulador PLUTO-VIS requiere que la fase proporcionada sea lineal y cubra el rango de $0-2\pi$. Debido a que este dispositivo se vende cargado con parámetros de fábrica, es necesario que el usuario lleve a cabo su calibración experimental. Por ello, en esta tesis se realiza la caracterización óptica del modulador de reflexión PLUTO-VIS para la longitud de onda 633 nm por medio de un arreglo interferométrico.

OBJETIVO PRINCIPAL

Caracterizar el modulador espacial de luz de cristal líquido de reflexión 0°-twist PLUTO VIS para determinar donde ocurre modulación de fase en el rango lineal de 0 a 2π asi como la medición de su curva de amplitud acoplada. Finalmente realizar algunos experimentos ilustrativos que utilicen modulación de fase de dicho modulador.

OBJETIVOS PARTICULARES

- 1. Revisión analítica de bibliografía sobre el objeto de investigación.
- 2. Desarrollo y análisis de los modelos matemáticos de los sistemas físicos en consideración.
- 3. Comprobación de resultados teóricos por experimentos físicos.
- 4. Divulgación de los resultados obtenidos por medio de congresos de diferentes niveles.
- 5. Participación en la realización del proyecto de investigación "Generación del haz óptico con vórtice perfecto por medio del modulador espacial de luz de cristal líquido" apoyado por la VIEP de la BUAP clave OSA-EXC13-I.

Este trabajo de tesis se divide en 4 capítulos; en el primero de ellos se presenta la teoría físico matemática de la MEL-CL. En el capítulo 2, nos enfocamos a la caracterización del MEL-CL PLUTO-VIS; es decir, se presenta la metodología que se utilizará para llevar a cabo la caracterización óptica y se realizan las pruebas experimentales del MEL-CL PLUTO-VIS aplicando la metodología desarrollada; en el capítulo 3 se evalúa la metodología desarrollada por medio de la aplicación práctica del MEL-CL PLUTO-VIS en dos experimentos, los cuales son; obtención de la transformada de Fourier de una rejilla de fase senoidal y modulación del estado de polarización de campos ópticos, en el capítulo 4 se presentan las conclusiones generales, y finalmente se menciona la bibliografía consultada.

Capítulo 1

Modelo físico matemático del MEL-CL

Los moduladores espaciales de luz MEL son dispositivos de gran importancia en las interfaces visuales de dispositivos electrónicos y el procesamiento de imágenes debido a que sus propiedades ópticas pueden ser modificadas de manera dinámica. En particular, los moduladores espaciales de luz de cristal líquido MEL-CL son accesibles y fácilmente controlados por computadora. El cambio en el estado de polarización de la luz al ser transmitida por un MEL-CL es representado de manera sencilla por el cálculo de Jones. El cálculo de Jones utiliza vectores de dos componentes para representar el estado de polarización de la luz y matrices de 2X2 elementos para representar dispositivos ópticos. Por medio del cálculo de Jones, es posible conocer el estado de polarización de la luz transmitida por un conjunto de dispositivos ópticos como el producto secuencial de las matrices de los elementos que componen al arreglo óptico multiplicado por el vector de polarización de la luz de entrada. En este capítulo se describirá la configuración física del MEL-CL y se desarrollará la teoría matemática que modela el comportamiento del modulador espacial de luz de cristal líquido, donde el MEL-CL de reflexión es un caso particular. Finalmente se analizará el efecto que tiene la función de transmitancia del MEL-CL sobre la amplitud y la fase de la señal óptica.

1.1. Confguración del MEL-CL

Cristales líquidos

Los cristales líquidos son sustancias químicas cuyas moléculas se caracterizan por tener formas elongadas o de disco, las cuales adoptan posiciones semirestringidas en el espacio. Los cristales líquidos se clasifican de acuerdo al arreglo geométrico que tienen sus moléculas en nemáticos, esméticos y colestéricos [12], (Fig. 1.1). Las moléculas del cristal nemático se encuentran alineadas en una misma dirección con sus centros suspendidos aleatoriamente dentro de un volumen. El cristal tipo esmético se comporta como el arreglo nemático pero sus moléculas se acomodan en capas. Por último la configuración del cristal tipo colestérico comparte la característica de formar capas, con la diferencia de que sus ejes de orientación rotan y se repiten periódicamente.



Figura 1.1: Tipos de cristales líquidos. a)Nemático, b)Esmético y c)Colestérico.

En particular el tipo de cristal líquido más usado en la industria y el laboratorio es el nemático, por lo que ahora en adelante se hará referencia a esta clase solamente.

Funcionamiento del MEL-CL

En un MEL-CL las condiciones de frontera son impuestas por la dirección de pulido de las paredes del contenedor. Cuando las direcciones de pulido son ortogonales, las moléculas de cristal líquido rotan hasta alcanzar la otra pared formando un ángulo de 90° (Fig. 1.2).



Figura 1.2: Diagrama del MEL-CL.

Debido a la forma asimétrica de las moléculas del cristal líquido, el MEL-CL exhibe propiedades ópticas anisotrópicas tales como birrefringencia ya que posee 2 índices de refracción, n_e y n_o , paralelos al eje molecular largo y corto respectivamente. El MEL-CL cambia su birrefringencia en presencia de un campo eléctrico aplicado a través de películas conductoras transparentes antepuestas a las placas alineadoras.

En un MEL-CL las moléculas fuera del área de contacto de las paredes pulidas son libres de modificar su orientación en función de la magnitud del campo eléctrico (Fig. 1.3).



Figura 1.3: Diagrama de la MEL-CL con campo eléctrico aplicado.

A medida de que se aplica un voltaje la inclinación de las moléculas va cambiando; la relación entre la inclinación molecular y el voltaje aplicado está dada por

$$\eta = \begin{cases} 0 & \text{si } V_{rms} \le V_c \\ \frac{\pi}{2} - 2 \tan^{-1} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{V_{rms} - V_c}{V_o}\right) \right] \right\} & \text{si } V_{rms} > V_c \end{cases}$$
(1.1)

donde

 V_c =voltaje de umbral, donde no ocurre ninguna inclinación molecular.

 V_{rms} =voltaje aplicado al MEL-CL.

 V_o =voltaje de saturación del MEL-CL.

De esta manera, la birregringencia es máxima cuando la pantalla está apagada y disminuye en función de la magnitud del voltaje (Fig. 1.4) porque se destruye la alineación natural de las moléculas de cristal líquido [12].



Figura 1.4: Cambio de la birrefringencia en función del campo eléctrico aplicado.

A continuación se hablará del fenómeno de la birrefrigencia en la transmisión de la luz usando el formalismo de Jones y su influencia en las propiedades del campo óptico.

1.2. Placa birrefringente

Una placa birrefringente también conocida como placa retardadora, es un dispositivo donde la luz no es transmitida de manera uniforme debido a que la placa posee dos ejes de propagación ortogonales con índices de refracción n_o y n_e . Cuando un haz de luz incide perpendicular al plano que forman los ejes de propagación, las componentes del haz son transmitidas con velocidades diferentes y su estado de polarización es alterado a la salida de la placa. El eje de la placa birrefringente cuyo índice de refracción es constante se conoce como el eje ordinario o lento s y el eje con índice de refracción que varía respecto al plano de incidencia recibe el nombre de eje extraordinario o rápido f. La matriz de Jones que describe a una placa birrefringente es

$$\mathbf{W}_{\mathbf{o}} = \exp[-i(\beta + \phi_0)] \begin{pmatrix} \exp(\frac{-i\beta}{2}) & 0\\ 0 & \exp(\frac{i\beta}{2}) \end{pmatrix},$$
(1.2)

 donde

 $\beta=\pi(n_e-n_o)d/\lambda$ es el retardo de fase de la placa,

 $\phi_0=2\pi n_o d/\lambda$ es un factor de fase constante,

 n_o índice de refracción ordinario,

 n_e índice de refracción extraordinario,

danchura de la placa,

 λ longitud de onda de la luz entrante.

En la matriz de la Ec. (1.2) el término $\exp[-i(\beta + \phi_0)]$ puede ser ignorado cuando se mide la intensidad del campo óptico, no así cuando se quiere conocer el retardo de fase. En cualquier caso ϕ_0 es una cantidad constante que puede ser omitida.



Figura 1.5: Placa birrefringente con ángulo azimutal ψ .

Considérese un haz de luz incidente \mathbf{E}_i que se propaga a traves de una placa birrefringente rotada un ángulo azimutal ψ con respecto al eje x (Fig. 1.5). El estado de polarización del campo \mathbf{E}_o a la salida del sistema de la Fig. 1.5 es

$$\begin{pmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{pmatrix} = \mathbf{R}(-\psi)\mathbf{W}_{\mathbf{o}}\mathbf{R}(\psi) \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{ix} \end{pmatrix}, \qquad (1.3)$$

donde $\mathbf{R}(\psi)$ y $\mathbf{R}(-\psi)$ son las matrices de rotación del sistema coordenado

$$\mathbf{R}(\psi) = \begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi \\ -\sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix},\tag{1.4}$$

$$\mathbf{R}(-\psi) = \begin{pmatrix} \cos\psi & -\sin\psi\\ \sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix}.$$
 (1.5)

A continuación se describirán dos casos particulares importantes de las placas birrefringentes en las cuales el retardo de fase β adquiere valores π y $\pi/2$.

Placa de media onda

Una placa birrefringente con $\beta = \pi$ se conoce como una placa de media onda ó $\lambda/2$ debido a que introduce un retardo de fase entre las componentes del campo equivalente a medio periodo. Este

tipo de placa tiene la característica de rotar la luz linealmente polarizada un ángulo equivalente al doble del ángulo entre la dirección de polarización del haz y el ángulo azimutal de la placa.

Como ejemplo considérese un haz lineal polarizado a 60^o respecto al ejexdado por el vector de Jones

$$\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} 1\\\sqrt{3} \end{pmatrix}. \tag{1.6}$$

Si el haz anterior se hace incidir en una placa de media onda inclinada $\psi=45^o,$ caracterizada por la matriz

$$\mathbf{W} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ -i & 0 \end{pmatrix}.$$
 (1.7)

la luz resultante a la salida de la placa tiene la forma

$$\mathbf{E}_o = \mathbf{W} \mathbf{E}_i = -i \begin{pmatrix} \sqrt{3} \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{1.8}$$

cuyo vector representa luz linealmente polarizada a 30^{o} respecto al eje x. Dicho de otra manera, la luz transmitida ha sido rotada dos veces el ángulo que forman el haz y la placa retardadora $2(60^{o} - 45^{o})$. Cuando la luz entrante está polarizada circularmente; es decir que la diferencia de fases entre las componentes del haz es $\pm \pi/2$, la placa de media onda conserva la polarización circular y solamente cambia su sentido de giro.

Placa cuarto de onda

Una placa birrefringente con $\beta = \pi/2$ se conoce como una placa de cuarto de onda ó $\lambda/4$ debido a que introduce un retardo de fase entre las componentes del campo equivalente a un cuarto de periodo. Este tipo de placa tiene la propiedad de transformar la luz linealmente polarizada en luz circularmente polarizada y viceversa.

Como ejemplo considérese un haz lineal polarizado 90^o respecto al ejexdado por el vector de Jones

$$\mathbf{E}_i = \left(\begin{array}{c} 0\\1\end{array}\right). \tag{1.9}$$

Si el haz anterior se hace incidir en una placa de cuarto de onda inclinada $\psi = 45^{\circ}$, caracterizada por la matriz

$$\mathbf{W} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1-i & 0 \\ 0 & 1+i \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

la luz resultante a la salida de la placa tiene la forma

$$\mathbf{E}_o = \mathbf{W}\mathbf{E}_i = -i \begin{pmatrix} 1\\i \end{pmatrix}. \tag{1.11}$$

cuyo vector es luz circularmente polarizada a la derecha.

1.3. Sistemas compuestos por polarizadores y placas birrefringentes

Los polarizadores son dispositivos que permiten el paso total de la componente de la luz paralela a su eje de transmisión , de otro modo solo permien pasar parcialmente la luz, si la componente de la luz es perpendicular al eje de transmisión del polarizador absorben dicha componente y la extinguen. La matriz de Jones de un polarizador cuyo eje de transmisión está alineado con el eje x es

$$\mathbf{J}_P(0^o) = \begin{pmatrix} 1 & 0\\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{1.12}$$

En el caso general cuando el eje de transmisión tiene un ángulo azimutal θ medido a partir del eje x, la matriz del polarizador se escribe como

$$\mathbf{J}_{P}(\theta) = \mathbf{R}(-\theta)\mathbf{J}_{P}(0^{o})\mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos^{2}\theta & \sin\theta\cos\theta\\ \sin\theta\cos\theta & \sin^{2}\theta \end{pmatrix}.$$
 (1.13)

Cuando un polarizador se coloca al final de un arreglo óptico recibe el nombre de analizador por que se encarga de evaluar el tipo de luz transmitida. Si el arreglo óptico está compuesto de placas birrefringentes, la luz transmitida por el analizador depende del valor del retardo de fase β de cada placa, la cual es a su vez función de la longitud de onda λ de la luz utilizada.

Placa birrefringente insertada entre dos polarizadores paralelos

Considérese una placa birrefringente con $\beta = \pi (n_e - n_o)d/\lambda$ orientada un ángulo azimutal $\psi = 45^{\circ}$ grados, colocada en medio de dos polarizadores verticales (Fig. 1.6). La matriz correspondiente a la placa birrefringente del sistema es



Figura 1.6: Placa birrefringente insertada entre dos polarizadores paralelos.

Si se supone que la luz de entrada no está polarizada, la luz a la salida del primer polarizador de la figura 1.6 resultará polarizada verticalmente

$$\mathbf{E}_{i} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0\\1 \end{pmatrix},\tag{1.15}$$

donde se asume que la amplitud del campo es unitaria y solamente la mitad de la intensidad ha sido transmitida por el polarizador. La luz que emerge del analizador en la salida del sistema se escribe como

$$\mathbf{E}_{o} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\beta & -i\sin\beta \\ -i\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \cos\beta \end{pmatrix},$$
(1.16)

la cual es luz verticalmente polarizada. A partir de la representación vectorial del campo óptico ${\bf E}$ usada en el cálculo de Jones

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \tag{1.17}$$

es posible conocer la intensidad del campo transmitido por medio de la fórmula

$$\mathbf{I} = \mathbf{E}^{\dagger} \mathbf{E} = |E_x|^2 + |E_y|^2, \tag{1.18}$$

donde el símbolo † denota el conjugado hermitiano. De este modo, la intensidad a la salida del arreglo de la figura 1.6 se determina como

$$\mathbf{I} = \frac{1}{2}\cos^2\beta = \frac{1}{2}\cos^2[\pi(n_e - n_o)d/\lambda].$$
(1.19)

Se observa que la intensidad es una función sinusoidal que tiene máximos cada vez que la longitud de onda adquiere valores $\lambda = (n_e - n_o)d/k(k = 1, 2, 3...)$. La separación de los máximos aumenta como 1/d la anchura de la placa birrefringente.

Placa birrefringente insertada entre dos polarizadores cruzados

Si ahora el analizador del arreglo de la figura 1.6 es rotado por 90° grados, se dice que los polarizadores están cruzados. En este caso el haz transmitido tiene la forma

$$\mathbf{E}_{o} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\beta & -i\sin\beta \\ -i\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{-i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sin\beta \\ 0 \end{pmatrix},$$
(1.20)

el cual esta polarizado en dirección horizontal y tiene una intensidad dada por

$$I = \frac{1}{2}\sin^2\beta = \frac{1}{2}\sin^2[\pi(n_e - n_o)d/\lambda].$$
 (1.21)

De manera similar a la Ec. (1.19) la intensidad es sinuidal, pero ahora los máximos se encuentran en $\lambda = 2(n_e - n_o)d/k$ (k=1,3,5...).

1.4. Matriz de Jones del MEL-CL de transmisión

Un modulador espacial de luz de cristal líquido MEL-CL con ángulo de director de entrada ϕ_D , ángulo de torsión ϕ entre sus paredes y un retardo de fase β puede ser descrito como la concatenación de N placas retardadoras con retardos individuales $\frac{\beta}{N}$ rotadas por ángulos azimutales ϕ_D , $(\phi_D + \rho)$, $(\phi_D + 2\rho)$,..., $(\phi_D + N\rho)$; donde $N\rho = \phi$ (Fig. 1.7).



Figura 1.7: Modelo del MEL-CL con eje óptico alineado en z.

La matriz de Jones para el sistema de la figura 1.7 está dada por

$$\mathbf{J}_{\text{LCD}} = \prod_{n=0}^{N} \mathbf{R}(\phi_{\text{D}} + m\rho) \mathbf{W}_{0} \mathbf{R}(-\phi_{\text{D}} - m\rho), \qquad (1.22)$$

donde el término m = 0 aparece al extremo derecho del producto de matrices y

$$\mathbf{W}_{0} = \exp\left(-i\frac{\beta}{N}\right) \begin{pmatrix} \exp\left(-i\frac{\beta}{N}\right) & 0\\ 0 & \exp\left(i\frac{\beta}{N}\right) \end{pmatrix}, \qquad (1.23)$$

es la matriz de la enésima placa birrefringente que compone al MEL-CL, y

$$\mathbf{R}(n\rho) = \begin{pmatrix} \cos(n\rho) & \sin(n\rho) \\ -\sin(n\rho) & \cos(n\rho) \end{pmatrix}, \qquad (1.24)$$

es la matriz de rotación del sistema coordenado. Al expandir la expresión

$$\mathbf{J}_{\mathrm{LCD}} = \mathbf{R}(\phi_{\mathrm{D}} + N\rho)\mathbf{W}_{0}\mathbf{R}(-\phi_{\mathrm{D}} - N\rho)\mathbf{R}[\phi_{\mathrm{D}} + (N-1)\rho]...$$
$$...\mathbf{W}_{0}\mathbf{R}(-\phi_{\mathrm{D}} - \rho)\mathbf{R}(\phi_{\mathrm{D}})\mathbf{W}_{0}\mathbf{R}(-\phi_{\mathrm{D}})'$$
(1.25)

y aplicando la propiedad de la matriz de rotación

$$\mathbf{R}(\rho_1)\mathbf{R}(\rho_2) = \mathbf{R}(\rho_1 + \rho_2), \qquad (1.26)$$

la matriz (1.25) se reescribe como

$$\mathbf{J}_{\text{LCD}} = \mathbf{R}(\phi_D + \phi) \left[\mathbf{W}_{\mathbf{0}} \mathbf{R} \left(-\frac{\phi}{N} \right) \right]^N \mathbf{R}(-\phi_D).$$
(1.27)

Llevando a cabo el producto de matrices dentro de los corchetes cuadrados en la ecuación anterior se obtiene la expresión

$$\mathbf{J}_{\text{LCD}} = \mathbf{R}(\phi_D + \phi) \exp(-i\beta) \begin{pmatrix} \cos\frac{\phi}{N} \exp(-i\frac{\beta}{N}) & -\sin\frac{\phi}{N} \exp(-i\frac{\beta}{N}) \\ \sin\frac{\phi}{N} \exp(i\frac{\beta}{N}) & \cos\frac{\phi}{N} \exp(i\frac{\beta}{N}) \end{pmatrix}^N \mathbf{R}(-\phi_D), \quad (1.28)$$

la cual puede ser simplificada utilizando la identidad de Chebyshev

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^{m} = \begin{pmatrix} \frac{A \sin m K \Lambda - \sin(m-1)K\Lambda}{\sin K\Lambda} & B \frac{\sin m K \Lambda}{\sin K\Lambda} \\ \\ C \frac{\sin m K \Lambda}{\sin K\Lambda} & \frac{D \sin m K \Lambda - \sin(m-1)K\Lambda}{\sin K\Lambda} \end{pmatrix},$$
(1.29)

donde

$$K\Lambda = \arccos\left[\frac{1}{2}(A+D)\right].$$
(1.30)

Después de aplicar la identidad de Chebyshev y calculando el límite cuando N tiende a ∞ , la Ec. (1.28) tiene la forma

$$\mathbf{J}_{\text{LCD}} = \mathbf{R}(\phi_D + \phi) \exp(-i\beta) \begin{pmatrix} \cos\gamma - i\frac{\beta}{\gamma}\sin\gamma & -\frac{\phi}{\gamma}\sin\gamma \\ \frac{\phi}{\gamma}\sin\gamma & \cos\gamma + i\frac{\beta}{\gamma}\sin\gamma \end{pmatrix} \mathbf{R}(-\phi_D), \quad (1.31)$$

donde la variable γ queda definida como

$$\gamma = [\beta^2 + \phi^2]^{\frac{1}{2}}.$$
 (1.32)

Finalmente desarrollando la Ec. (1.31), la matriz de Jones que modela un MEL-CL está dada por

$$\mathbf{J}_{\rm LCD} = \exp(-i\beta) \begin{pmatrix} f - ig & -h - ij \\ h - ij & f + ig \end{pmatrix},$$
(1.33)

en donde

 $f = \frac{\phi}{\gamma} \sin\gamma \sin\phi + \cos\gamma \cos\phi,$ $g = \frac{\beta}{\gamma} \sin\gamma \cos(\phi + 2\phi_D),$ $h = \frac{\phi}{\gamma} \sin\gamma \cos\phi - \cos\gamma \sin\phi,$ $j = \frac{\beta}{\gamma} \sin\gamma \sin(\phi + 2\phi_D).$

En adelante consideraremos algunos casos particulares de MEL-CL con diferentes ángulos de torsión entre sus paredes.

MEL-CL con $\phi = 90^{\circ}$

Cuando el ángulo entre las paredes pulidas de un MEL-CL es $\phi = 90^{\circ}$ y la dirección de pulido en la pared de entrada se encuentra alineada al eje x ($\phi_D = 0^{\circ}$), la matriz de la Ec. (1.33) se escribe como

$$\mathbf{J}_{90} = \exp(-i\beta) \begin{pmatrix} \frac{\pi}{2\gamma} \sin\gamma & -\cos\gamma - i\frac{\beta}{\gamma} \sin\gamma \\ \cos\gamma - i\frac{\beta}{\gamma} \sin\gamma & \frac{\pi}{2\gamma} \sin\gamma \end{pmatrix}.$$
(1.34)

donde $\gamma = [\beta^2 + (\frac{\pi}{2})^2]^{\frac{1}{2}}$. Este tipo de configuración es una de las más utilizadas en la industria y recibe el nombre de MEL-CL 90^o-twist.

Como se puede ver los elementos de la matriz (1.34), realizan modulación simultánea de amplitud y fase del campo óptico, y por lo tanto el MEL-CL 90^o-twist genera perdidas de energía en el campo transmitido.

MEL-CL con $\phi = 0^o$

En el caso particular cuando las direcciones de pulido de las paredes del MEL-CL son paralelas, se tiene $\phi = 0^{\circ}$ y $\gamma = 0^{\circ}$. Si la dirección de pulido de la pantalla está alineada con el eje x ($\phi_D = 0^{\circ}$), la matriz de la Ec. (1.33) tiene la forma

$$\mathbf{J}_0 = \begin{pmatrix} \exp(-2i\beta) & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{1.35}$$

Un MEL-CL con estas características se conoce como zero-twist o parallel-alligned, cuyo elemento J_{xx} introduce modulación pura de fase en la componente del campo paralela al eje x sin introducir pérdidas de energía. Sin embargo, por estas mismas causas estos dispositivos tienen poca aplicación comercial y su producción resulta costosa. En particular el modelo PLUTO-VIS utilizado en esta tesis pertenece a este tipo de moduladores, sin embargo, trabaja en el modo de reflexión. A continuación se explicará en que consiste dicho modo y su funcionamiento.

1.5. MEL-CL de reflexión

En el MEL-CL de reflexión, la luz entrante penetra el dispositivo, posteriormente se refleja y pasa por segunda vez a través del mismo modulador. Para este dispositivo, la matriz de Jones que ve el campo reflejado es exactamente igual a la transpuesta de la matriz de Jones que encuentra el campo incidente.



Figura 1.8: Dispositivo de reflexión.

Considerando un sistema coordenado (x,y) derecho en dirección hacia la fuente con el eje z apuntando en la dirección de propagación se tiene que después de reflejarse $z = \bar{z}, x = \bar{x}$ y $y = \bar{y}$, Fig. 1.8. De esta forma la matriz de Jones para un dispositivo de reflexión es

$$\mathbf{L}_{reflec} = \begin{pmatrix} -1 & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix} \mathbf{J}^{\dagger} \mathbf{J}$$
(1.36)

donde el simbolo † denota la transpuesta de la matriz **J**. Sustituyendo **J** por la matriz (1.35) tenemos que el MEL-CL 0^o-twist de reflexión está descrito por

$$\mathbf{J}_{reflec} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(-2i\beta) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(-2i\beta) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$
(1.37)

donde realizando la multiplicación de matricesse obtiene

$$\mathbf{J}_{reflec} = \begin{pmatrix} -\exp[-2(2i\beta)] & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$
(1.38)

La expresión (1.38) indica que la modulación de fase respecto a la Ec. (1.34) es el doble debido a la reflexión de la onda entrante en dicho dispositivo, así mismo, la dirección de la componente x del campo esta rotada 180°. Definiendo $\beta' = 2\beta$ se tiene finalmente

$$\mathbf{J}_{reflec} = \begin{pmatrix} -\exp(-2i\beta') & 0\\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$
 (1.39)

Funcionamiento del MEL-CL de reflexión 0-twist de reflexión

Los dispositivos de reflexión 0-twist tienen una película delgada de cristal líquido entre un transistor transparente en la parte frontal y un semiconductor de silicio en la parte trasera. El semiconductor tiene una superficie reflectante, pixelada. Los rayos de luz polarizada no pasan a través del panel, sino que se reflejan de nuevo aunque a un ángulo diferente, mientras que el cristal líquido actúa como una compuerta ó álvula, controlando la cantidad de luz que llega a la superficie reflectante. Entre más voltaje se aplique a un pixel en particular, mas luz se permite pasar. Para esto, la luz tiene que atravesar varias capas que componen al dispositivo de reflexión (Fig. 1.9 (b)).



Figura 1.9: Configuración del MEL-CL de transmisión a) y reflexión b).

La principal ventaja de la configuración de reflexión sobre la de transmisión es que al estar los transistores en un solo lado de la pantalla se aprovecha una mayor cantidad de luz y hay menos zonas muertas. Lo anterior repercute en el parámetro conocido como factor de llemnado. Como un ejemplo, el modulador de transmisión LC2002 tiene un factor de llenado igual a 55 % y el modulador de reflexión PLUTO-VIS un factor de llenado de 87 %.

1.6. Conclusiones

En este capítulo se desarrolló el modelo matemático de los moduladores espaciales de luz de cristal líquido. Se explicaron las propiedades de modulación sobre la fase y amplitud de la luz, que hacen a este dispositivo útil como modulador espacial de luz. Así mismo se estudiaron las diferentes configuraciones de trabajo de estos dispositivos. En el siguiente capítulo se desarrollará una metodología para caracterizar un MEL-CL a fin de determinar sus modos de modulación de amplitud y de fase.

Capítulo 2

Caracterización del MEL-CL modelo PLUTO-VIS

Recientemente, nuevas clases de moduladores especializados en realizar modulación pura de fase han sido desarrollados.

Sin embargo, estos requieren su caracterización precisa para hacer que la fase proporcionada sea lineal y cubra todo el rango de modulación de 0 a 2π ya que el fabricante no vende al modulador calibrado si no el usuario debe realizar la caracterización.

En este capítulo se describe una metodología de caracterización de los MEL-CL, en la cual los modos de modulación de amplitud y fase son determinados en función de variables controladas por el usuario.

2.1. Metodología de caracterización

El enfoque principal de esta tesis es caracterizar el MEL-CL midiendo sus parámetros de modulación controlados por el usuario. La técnica utilizada consiste en determinar las condiciones en que se puede utilizar el dipositivo como un buen modulador de fase o de amplitud según sea el caso.

Planteamiento de la metodología

Desde el punto de vista del usuario, la transmitancia compleja $\mathbf{T}(\mathbf{x})$ del MEL-CL se modifica por medio del nivel de gris de la señal de video U_{mod} desplegada en él. En el caso particular del modelo PLUTO-VIS Holoeye, existen tres parámetros adicionales que afectan la función de transmisión; voltaje brillante V_b , voltaje oscuro V_d y curva gamma γ . Partiendo de lo anterior, el modo de modulación solo en fase del modulador PLUTO-VIS se define a través de la condición

$$I(U_{mod}, V_b, V_d, \gamma) = cte, \quad \delta(U_{mod}, V_b, V_d, \gamma) \propto U_{mod} \quad . \tag{2.1}$$

Para medir la amplitud I y la fase δ introducidos por el MEL-CL se utiliza el interferómetro de Young, el cual se muestra en la figura 2.1.

Por medio de este arreglo se analiza el patrón de interferencia generado por dos haces convergentes que inciden en el MEL-CL cuando se proyecta la señal de control U_{mod} en su pantalla. La señal U_{mod} es una imagen medida en 256 niveles de gris, donde el valor 0 corresponde a negro y 255 corresponde al blanco.



Figura 2.1: Interferómetro de Young.

Si se aplica al MEL-CL la señal de video

$$U_{mod}(x) = \begin{cases} u_1 & \text{si } x < 0\\ u_2 & \text{si } x \ge 0. \end{cases}$$
(2.2)

la transmitancia correspondiente en el MEL-CL se escribe como

$$\mathbf{T}(\mathbf{x}) = \begin{cases} |T(u_1)| \exp[i\delta(u_1)], & \text{si } x < 0, \\ |T(u_1)| \exp[i\delta(u_1)], & \text{si } x \ge 0 \end{cases}$$
(2.3)

y las señales ópticas generadas en cada mitad del MEL-CL son

$$E_1(x) = E_o |T(u_1)| [i\delta(u_1)] \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda}x\sin\alpha\right)$$

= $E_o |T(u_1)| [i\delta(u_1)] \exp\left\{-i\left[\frac{2\pi}{\lambda}x\sin\alpha - \delta(u_1)\right]\right\},$ (2.4)

$$E_{2}(x) = E_{o}|T(u_{2})|[i\delta(u_{2})]\exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}x\sin\alpha\right)$$

= $E_{o}|T(u_{2})|[i\delta(u_{2})]\exp\left\{i\left[\frac{2\pi}{\lambda}x\sin\alpha+\delta(u_{2})\right]\right\}.$ (2.5)

Bajo estas condiciones el patrón de interferencia observado esta dado por la expresión

$$I(x) = |E_1(x) + E_2(x)|^2 = |E_1(x)|^2 + |E_2(x)|^2 + E_1(x)^* E_2(x) + E_1(x) E_2(x)^*,$$
(2.6)

donde el asterisco denota el complejo conjugado, sustituyendo las ecuaciones (2.4)y(2.5) en la ecuación<math display="inline">(2.6)obtenemos

$$I(x) = E_o^2 |T(u_1)|^2 + E_o^2 |T(u_2)|^2 + E_o^2 |T(u_1)|| T(u_2) |\exp\left\{i\left[\frac{2\pi}{\lambda}x\sin\alpha - \delta(u_1)\right]\right\} \exp\left\{i\left[\frac{2\pi}{\lambda}\sin\alpha + \delta(u_2)\right]\right\} + E_o^2 |T(u_1)|| T(u_2) |\exp\left\{-i\left[\frac{2\pi}{\lambda}x\sin\alpha - \delta(u_1)\right]\right\} \exp\left\{-i\left[\frac{2\pi}{\lambda}\sin\alpha + \delta(u_2)\right]\right\}.$$

$$(2.7)$$

Haciendo uso de la identidad de Euler

$$\cos\theta = \frac{\exp(i\theta) + \exp(-i\theta)}{2},\tag{2.8}$$

podemos reescribir la ecuación (2.7) como

$$I(x) = E_o^2 |T(u_1)|^2 + E_o^2 |T(u_2)|^2 + 2E_o^2 |T(u_1)|^2 E_o^2 |T(u_2)|^2 \cos\left[\frac{4\pi}{\lambda f}x\sin\alpha - \delta(u_1) + \delta(u_2)\right].$$
(2.9)

Aplicando la aproximación paraxial

$$\sin\alpha \approx \tan\alpha = \frac{x_o}{2f},\tag{2.10}$$

se obtiene finalmente

$$I(x) = E_o^2 |T(u_1)|^2 + E_o^2 |T(u_2)|^2 + 2E_o^2 |T(u_1)|^2 E_o^2 |T(u_2)|^2 \cos\left[\frac{2\pi x_0}{\lambda f}x - \delta(u_1) + \delta(u_2)\right],$$
(2.11)

donde E_o es el campo óptico incidente, λ es la longitud de onda, x es la separación entre las aberturas del interferómetro y f es la distancia focal de una lente delgada. La ecuación (2.11) contiene información acerca de $I(U_{mod})$ y $\delta(U_{mod})$.

Un parámetro importante que caracteriza al patrón de interferencia Ec. (2.11) es la visibilidad de las franjas que se define como

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}.$$
(2.12)

Calculando los valores de máximo y mínimo de la ecuación (2.11)

$$I_{max}(x) = E_o^2 |T(u_1)|^2 + E_o^2 |T(u_2)|^2 + 2E_o^2 |T(u_1)| E_o^2 |T(u_2)|,$$
(2.13)

$$I_{min}(x) = E_o^2 |T(u_1)|^2 + E_o^2 |T(u_2)|^2 - 2E_o^2 |T(u_1)| E_o^2 |T(u_2)|, \qquad (2.14)$$

y sustituyendo las dos últimas ecuaciones dentro de (2.12), tenemos que la visibilidad puede expresarse como

$$V = 2 \frac{|T(u_1)||T(u_2)|}{|T(u_1)|^2 + |T(u_2)|^2}.$$
(2.15)

De acuerdo a la ecuación (2.1), habrá modulación de fase cuando la amplitud permanezca constante, $T(255) \approx T(0) \approx 1$, y con esto la visibilidad del patrón de interferencia vale

$$V = 2\frac{1\cdot 1}{1+1} = 1; \tag{2.16}$$

es decir, es necesario que el contraste de franjas del patrón de interferencia sea máximo.

Para extraer la información del patrón de interferencia uno de los niveles de gris de la señal de video U_{mod} se hace variar de 0 a 255; mientras que la otra mitad del modulador permanece en nivel constante 0. De este modo la curva de intensidad I con respecto al nivel de gris se obtiene midiendo la intensidad del patrón de interferencia, mientras que la curva de fase δ contra el nivel de gris se calcula midiendo el desplazamiento de franjas del patrón de interferencia para diferentes valores de V_b , V_d y γ .

2.2. Sistema de caracterización

Utilizar una pantalla con 2 aberturtas para generar los haces interferentes en el experimento de Young no es práctico debido a la dificultad para construir una pantalla con dos aberturas del mismo tamaño y separación, además de que gran parte de la luz de la fuente (aprox. 99%) es desperdiciada al atravesar por las aberturas. Por lo tanto es necesario hacer una modificación al interferómetro de Young. Una rejilla de Ronchi de amplitud es un dispositivo comercial que descompone la luz en varios órdenes debido a la transformada de Fourier de su perfil de trasmisión. Utilizando una rejilla de Ronchi y un sistema compuesto por un obstáculo y un diafragma, se toman los dos primeros órdenes generados por la rejilla para hacerlos interferir. De este modo los haces interferentes poseen alrededor del 70% de la energía total de la fuente (Fig. 2.2).



Figura 2.2: Sistema de caracterización del MEL-CL.

De acuerdo a la figura 2.2, en primer lugar se coloca el láser, en seguida la rejilla de Ronchi difracta el haz y por medio de un obstáculo y un diafragma se dejan pasar los dos primeros órdenes generados por ella. Posteriormente los haces se hacen pasar por la lente y el MEL-CL de reflexión PLUTO-VIS, finalmente, el patrón de interferencia se expande para su medición por medio de un objetivo de microscopio y sus datos son medidos por un detector o capturados en video por una CCD.

Para tener unos resultados aceptables, será nescesario realizar el ajuste polarimétrico del sistema de caracterización.

Alineación polarimétrica del sistema

Como primer punto se debe de asegurar que el haz proveniente del láser sea paralelo al eje óptico del sistema, con el objetivo de reducir las desviaciones Δx y Δy (Fig. 2.3) en la luz proyectada en una pantalla opaca.

Después de hacer la alineación geométrica del láser, se procede a garantizar que la luz proveniente del láser sea linealmente polarizada al eje activo de la pantalla PLUTO-VIS.



Figura 2.3: Alineación geométrica del sistema.

El procedimiento para garantizar que la luz proveniente del láser sea linealmente polarizada al eje activo de la pantalla PLUTO-VIS se basa en colocar un polarizador y enseguida un medidor de potencia.

Considérese que la luz E_1 que llega al polarizador es el haz láser con ángulo de polarización α y amplitud A_0 descrito por el vector de Jones

$$\mathbf{E}_1 = A_0 \begin{pmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{pmatrix},\tag{2.17}$$

el cual incide en un polarizador con ángulo θ que se describe por medio de la ecuación

$$\mathbf{J}_{P}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos^{2}\theta & \sin\theta\cos\theta\\ \sin\theta\cos\theta & \sin^{2}\theta \end{pmatrix}, \qquad (2.18)$$

la señal generada a la salida del polarizador tiene la forma

$$\mathbf{E}_{2} = \mathbf{J}_{P}(\theta)\mathbf{E}_{1} = A_{0} \begin{pmatrix} \cos^{2}\theta\cos\alpha + \sin\theta\cos\theta\sin\alpha\\ \sin\theta\cos\theta\cos\alpha + \sin^{2}\theta\sin\alpha \end{pmatrix},$$
(2.19)

cuya intensidad está dada por la Ec. (1.17)

$$I = I_0 \cos^2(\theta - \alpha). \tag{2.20}$$

En la expresión (2.20), la intensidad depende del ángulo de polarización del láser y la posición del eje del polarizador. Cuando $(\theta - \alpha) = 0^{\circ}$; la luz está polarizada paralelamente al eje de transmisión del polarizador, y resulta intensidad máxima. Cuando $(\theta - \alpha) = 90^{\circ}$ se obtiene la extinción del haz (Fig. 2.4).





En el experimento la luz debe de estar polarizada a lo largo del eje extraordinario de la pantalla PLUTO-VIS, que de acuerdo a lo que dice el fabricante corresponde al eje largo de la pantalla. La Fig. 2.5 muestra la dirección del eje largo y el eje corto de la pantalla respectivamente.



Figura 2.5: Eje largo y eje corto del MEL-CL PLUTO-VIS.

Por último, al utilizar el modulador PLUTO-VIS el ángulo de reflexión debe ser pequeño ($\approx 10^{\circ}$) para evitar aberraciones en el haz. Si tuvieramos un ángulo mayor, las posiciones de los rayos 1 y 2 a la salida del MEL-CL (Fig. 2.6b) se desviarían tanto que el pixel de entrada y salida dejan de ser el mismo y se introduce un valor de fase distinto al que queremos.



Figura 2.6: a) Posiciones de entrada y salida de los rayos 1 y 2 con un ángulo menor o igual 10°. b) Posiciones de entrada y salida de los rayos 1 y 2 con un ángulo mayor a 10°.

Sin embargo, cuando se considera un ángulo pequeño lo que sucede es que los rayos 1 y 2 saldrán en el mismo pixel de entrada (Fig 2.6 a).

A continuación se describirá el montaje del sistema de caracterización propuesto y las pruebas experimentales realizadas al especimen MEL-CL de reflexión PLUTO-VIS para la longitud de onda 633 nm. Como resultado se encontrarán los valores de brillo V_b y V_d y la curva gamma; γ , que permite una modulación de fase lineal en el rango de $0 - 2\pi$.

2.3. Características del MEL-CL PLUTO VIS

El MEL-CL PLUTO VIS, (Fig. 2.7) es una micropantalla translúcida fabricada por la empresa alemana Holoeye; entre sus aplicaciones están la proyección de imágenes, filtrado de imágenes, reconocimiento de patrones, holografía digital y la modulación de onda coherente.



Figura 2.7: MEL-CL Holoeye de reflexión PLUTO-VIS.

Algunas características del MEL-CL se muestran en la tabla 2.1

Resolución	1920 x 1080
Tamaño del pixel	8 μm
Factor de llenado	87%
Área activa	5.36 x 8.64 mm
Direccionamiento	8 Bits (256 niveles de gris)
Velocidad de cuadro	60 Hz

Tabla 2.1 Características del MEL-CL PLUTO VIS.

El MEL-CL tiene tres entradas, las cuales son: alimentación, imagen y control (Fig. 2.8). La señal de control proviene del puerto serial de la PC, la alimentación es proporcionada por un convertidor de 15 V ac que viene incluido con el equipo y la señal de video se envía desde una segunda PC por medio de la conexión DVI.



Figura 2.8: Diagrama de conexiones del MEL-CL de reflexión PLUTO-VIS.

El MEL-CL se configura desde la computadora por medio de un software proporcionado por la compañía. El programa de control es una interfaz para plataforma Windows, que permite modificar los parámetros de la señal de video proyectada en el MEL-CL PLUTO-VIS en tiempo real. Una vez abierto, se procede a conectar el MEL-CL al puerto COM1 mediante las instrucciones File> Conect to Device. Al abrir esta ventana se mostrará automáticamente la curva gamma por default, (Fig. 2.9) la cual se puede cambiar a través de los comandos Options > Load gamma file. A través de las instrucciones Options > Driver Options > Digital Potentiometers, se accede a los controles de los voltajes V_b y V_d . La Fig. 2.10 muestra la ventana que indica los botones para el el cambio de V_b y V_d .



Figura 2.9: Ventana que muestra la curva gamma por default.

CAPÍTULO 2. CARACTERIZACIÓN DEL MEL-CL MODELO PLUTO-VIS 2.4. ARREGLO EXPERIMENTAL

110 (25	and the second
	(■ 370 ¥ (Bright)
	() 0.03 Y (Dak)
	61 Var. Resistor VI 31 Var. Resistor VITD_0
	Save to NVRAM Restore Read

Figura 2.10: Controles de V_b y V_d .

Después de haber explicado las características del MEL-CL de reflexión PLUTO-VIS, se presenta la información concerniente al montaje del arreglo experimental y su calibración.

2.4. Arreglo experimental

El arreglo experimental del sistema descrito en la Fig. 2.2 se muestra en la Fig. 2.11. En la imagen se pueden apreciar todas las partes necesarias para llevar a cabo las pruebas, así como las computadoras donde se envía la señal de video y donde se analiza el patrón de interferencia. En la imagen aparece la cámara CCD en lugar del medidor de potencia.



Figura 2.11: Arreglo experimental. De derecha a izquierda: láser, polarizador, diafragma, Rejilla de Ronchi, obstaculo, lente, MEL-CL PLUTO-VIS, objetivo de microscópio y CCD.

Las siguientes imágenes muestran acercamientos a partes del arreglo experimental mostrado en la Fig. 2.11.

CAPÍTULO 2. CARACTERIZACIÓN DEL MEL-CL MODELO PLUTO-VIS 2.4. ARREGLO EXPERIMENTAL



Figura 2.12: Detalle de la rejilla de Ronchi, polarizador y láser.



Figura 2.13: Detalle del MEL-CL PLUTO-VIS, objetivo de microscópio y CCD.

Una vez presentado el arreglo experimental, se hablará del equipo de laboratorio utilizado.

Equipo de laboratorio

A continuación se presentan las características más importantes de los dispositivos que componen al arreglo experimental; algunas piezas no necesitan ser descritas y otras como el obstáculo óptico son de fabricación casera. El láser utilizado en el arreglo experimental es el láser He-Ne modelo 117A perteneciente a la marca Spectra Physics, mostrado en la Fig. 2.14. Este láser posee una longitud de onda $\lambda = 632.8$ nm, potencia de salida 1.4 mW y diámetro de haz 0.5 mm.

Las mediciones de intensidad del patrón de interferencia se realizan por medio del fotodiodo S120VC y el medidor de potencia óptica PM100A, mostrados en la figura 2.15 El rango de detección del fotodiodo es de 200 a 1100 nm, con un rango de potencia de 50 nW a 50 mW.

A continuación se describirán las pruebas previas antes de llevar a cabo la caracterización del MEL-CL PLUTO-VIS.



Figura 2.14: Láer de He-Ne modelo 117A.



Figura 2.15: Medidor de potencia y detector fotodiodo.

Calibración del arreglo experimental

Como se explicó en el capítulo anterior, antes de realizar la caracterización óptica del MEL-CL PLUTO-VIS debe de asegurarse que se tiene luz linealmente polarizada paralela al eje largo del modulador. Para esto se hace girar el eje de transmisión del polarizador que se coloca delante del láser y se toman medidas de la intensidad de la luz a distintos ángulos. La figura 2.16 muestra el resultado de la calibración. En la figura se observa que la intensidad máxima ocurre cuando el eje del polarizador es horizontal.



Figura 2.16: Gráfica de la polarización lineal obtenida en el arreglo experimental.

2.5. Experimentos y resultados

Las combinaciones de los valores adecuados de V_b y V_d para los modos de modulación de fase se encuentran variando una de las mitades de la señal de video U_{mod} de 0 a 255 mientras la otra mitad se deja fija a negro (nivel 0). Se llevaron a cabo mediciones del patrón de interferencia con distintos valores de V_b y V_d y con ayuda del programa *PhaseCam* (Fig. 2.17) se pudo ver el corrimiento de fase, para la curva gamma default, posteriormente se generó una nueva curva gamma de acuerdo a la combinación de V_b y V_d más aceptables.

CAPÍTULO 2. CARACTERIZACIÓN DEL MEL-CL MODELO PLUTO-VIS 2.5. EXPERIMENTOS Y RESULTADOS



Figura 2.17: Ventana que muestra el programa PhaseCam.

Las respectivas curvas de fase correspondientes a distintos valores de V_b y V_d se muestran en la Fig. 2.18 y las curvas de intensidad para cada una de estas combinaciones se pueden ver en la Fig. 2.19.



Figura 2.18: Modulación de fase para distintos valores de los parámetros de V_b , V_d y gamma default.

CAPÍTULO 2. CARACTERIZACIÓN DEL MEL-CL MODELO PLUTO-VIS 2.5. EXPERIMENTOS Y RESULTADOS



Figura 2.19: Curvas de intensidad acoplada para distintos valores de los parámetros de V_b , V_d y gamma default.

Se observó que la combinación de valores V_b y V_d que mostraban una mejor curva de fase fueron $V_b = 3,13$ y $V_d = 0,16$ ya que la curva correspondiente presentaba un comportamiento mas lineal, el cual se muestra en la figura 2.20.



Figura 2.20: Modulación de fase del patrón de interferencia para $V_b = 3,13$ y $V_d = 0,16$.

Después de seleccionar los valores $V_b = 3.13$ y $V_d = 0.16$ se procede a modificar la curva gamma, el procedimiento para la correción de la curva gamma es el siguiente:

A partir del archivo .tex generado por el programa PhaseCam abrimos el archivo "gamma correction" que es proporcionado por el fabricante, este archivo consiste de 5 hojas de excel las cuales son:

 -measured_phaseshift
 -new_gamma
 -old_gamma_from_HE_GUI

-calculate

-measured_korr

- 2. Copiamos las mediciones de la modulación de fase obtenidas con ayuda del programa PhaseCam en la hoja measured phaseshift.
- 3. Abrimos la hoja número 3 y copiamos los valores de la curva gamma default. A continuación especificamos el tipo de configuración en el campo D2 (5:5, 0:6 ó 18:6), en nuestro caso fue 18:6.
- 4. La curva gamma que deberá de ser usada para una respuesta lineal de 0 a 2π la encontramos en la hoja 2.
- 5. Copiamos la primera columna de la hoja 2 y la guardamos en una nueva hoja del libro de trabajo de excel como "new_gamma.csv".
- 6. Cargamos esta nueva curva gamma en el EEPROM del MEL, y guardamos los cambios como se explicó anteriormente.
- 7. Finalmente medimos nuevamente el corrimiento de fase y vemos si la respuesta es lineal en un rango de 0 a $2\pi.$

Llevando a cabo el procedimiento anterior los resultados que se obtuvieron se muestran en las figuras 2.21 y 2.22, en estas figuras se muestran las gráficas de modulación de fase y de intensidad acoplada, respectivamente; en ambos casos se compara el comportamiento cuando se considera la curva gamma default y la curva gamma que se generó.

Se puede ver en la Fig. 2.21 que se alcanzó una modulación de fase lineal de $\approx 1.9\pi$ y que la intensidad se mantiene constante (Fig. 2.22).

En la figura 2.23 se puede observar como se modificó el patrón de interferencia de la Fig. 3.15 cuando se reemplazó la curva gamma default por la curva gamma modificada.





CAPÍTULO 2. CARACTERIZACIÓN DEL MEL-CL MODELO PLUTO-VIS 2.6. CONCLUSIONES



Figura 2.22: Comparación de intensidades acopladas con gamma default y gamma modificada.



Figura 2.23: Modulación del patrón de interferencia con la curva gamma modificada y valores $V_b = 3,13$ y V_d .

2.6. Conclusiones

En este capítulo se describió la metodología de caracterización requerida para medir las curvas de fase e intensidad acoplada del modulador PLUTO-VIS encontrándose los valores de V_b y V_d y curva γ que mejor cumplían con una modulación lineal de fase de 0 a 2π para $\lambda = 633$ nm. En particular se aprendió a manejar el software de la pantalla así como la herramienta de medición de fase *PhaseCam*.

En el siguiente capítulo se comprobará la validez de los resultados obtenidos por medio de la técnica desarrollada en el problema de procesamiento espectral de imágenes y modulación de polarización de campos ópticos.

Capítulo 3

Ejemplos de aplicación del MEL-CL PLUTO-VIS

En el presente capítulo se empleará al modulador PLUTO-VIS caracterizado en esta tesis en dos aplicaciones experimentales: análisis espectral de imágenes y modulación del estado de polzarización.

El análisis espectral de imágenes es una herramienta muy accesible en el procesamiento de imagenes, ya que tiene por objeto la descomposición de una señal digital en sus diversas componentes dentro del dominio frecuencial por medio de un dispositivo óptico sencillo. La Transformada de Fourier es la herramienta más adecuada para llevar a cabo el análisis espectral.

Por su parte, la propagación de la polarización ha sido ampliamente explorada en inspección óptica y metrología, tecnologías de visualización, almacenamiento de datos, comunicaciones ópticas, ciencia de materiales, astronomía, estudios biológicos, etc.; Existe gran interés en los estados de polarización espacialmente variantes, los cuales pueden dar lugar a nuevos efectos o fenómenos que puedan expandir o mejorar la capacidad de los sistemas ópticos [13].

3.1. Transformada óptica de Fourier

Físicamente una imagen es el mapeo de la distribución de intensidad luminosa reflejada por un objeto y que es registrada por un sistema óptico (ojos, cámara, etc.) en un plano de observación. Matemáticamente una imagen se puede expresar como una función real y bidimensional

$$f(x,y). \tag{3.1}$$

La función (3.1) no resulta una expresión adecuada para el análisis numérico de la imagen; en cambio su espectro de Fourier definido como

$$F(f_X, f_Y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-i2\pi (f_X x + f_Y y)] dx dy, \qquad (3.2)$$

facilita su proceso al ser una función simétrica que descompone la imagen en sus componentes frecuenciales.

El proceso de modificar una imagen cambiando sus frecuencias espaciales se denomina filtrado espacial, siendo esta una de las principales herramientas en el proceso óptico de la información. Para realizar el filtrado espacial debe situarse un objeto en el plano objeto (Fig. 3.1), cada punto del mismo representa una diferente absorción de la luz que incide sobre ella, y tiene una cierta función de transmisión f(x, y).

El objeto debe de estar colocado a la distancia focal de la lente convergente, cuando el objeto es iluminado por una onda monocromática de amplitud A, el campo que llega a la lente está modulado por la función de transmisión del objeto

$$f_1(x,y) = Af(x,y).$$
 (3.3)

Después de atravesar la lente, la distribución de amplitud se transforma en

$$f_2(x,y) = f_1 P(x,y) t_l(x,y), \tag{3.4}$$

CAPÍTULO 3. EJEMPLOS DE APLICACIÓN DEL MEL-CL PLUTO-VIS 3.1. TRANSFORMADA ÓPTICA DE FOURIER



Figura 3.1: Arreglo óptico para realizar la transformada de Fourier

donde P(x, y) es la función pupila asociada al tamaño finito de la lente

$$P(x,y) = \begin{cases} 1 & \text{dentro de la lente} \\ 0 & \text{fuera de la lente,} \end{cases}$$
(3.5)

y t_l es la función de transmitancia de la lente

$$t_l = \left[-i\frac{k}{2f}(x^2 + y^2) \right].$$
(3.6)

Cuando la luz atraviesa la lente la luz se propaga y sufre difracción. Aplicando la fórmula difraccional de Fresnel evaluada a la distancia z = f el campo en el plano de observación (f_X, f_Y) se encuentra como

$$f_3(f_X, f_Y) = \frac{\exp\left[\frac{-ik}{2f}(f_X^2 + f_Y^2)\right]}{i\lambda f} \int \int_{-\infty}^{\infty} f_2(x, y) \exp\left[\frac{-i2\pi}{\lambda f}(xf_X + yf_Y)\right] \mathrm{d}x\mathrm{d}y \qquad (3.7)$$

donde λ es la longitud de la onda del sistema. Utilizando las Ecs. (3.3) a (3.6), la fórmula (3.7) se transforma en

$$f_3(f_X, f_Y) = \frac{\exp\left[\frac{-ik}{2f}(f_X^2 + f_Y^2)\right]}{i\lambda f} \int \int_{-\infty}^{\infty} Af(x, y) P(x, y) \exp\left[\frac{-i2\pi}{\lambda f}(xf_X + yf_Y)\right] \mathrm{d}x\mathrm{d}y \quad (3.8)$$

Cuando las dimensiones físicas de la transparencia son más pequeñas que la apertura de la lente, el factor P(x, y) se puede ignorar y la señal observada a la distancia focal de la lente tiene la forma

$$f_3(f_X, f_Y) = A \frac{\exp\left[\frac{-ik}{2f}(f_X^2 + f_Y^2)\right]}{i\lambda f} \int \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp\left[\frac{-i2\pi}{\lambda f}(xf_X + yf_Y)\right] \mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{3.9}$$

la cual aparte de un factor de fase cuadrático, es exactamente la transformada de Fourier de la función f(x, y) contenida en la transparencia de entrada, evaluada en las frecuencias espaciales $f_X = u/\lambda f$ y $f_Y = v/\lambda f$.

Estructura pixelar del MEL-CL PLUTO-VIS

El MEL-CL PLUTO-VIS tiene una estructura espacial periódica formada por pixeles separados por espacios no transparentes. Dicha estructura en la dirección x (análogamente en la dirección y) puede ser descrita por medio de la función

$$g(x) = \exp\left(\frac{x - nX_o}{X}\right), n = \pm 0, 1, 2, 3, \dots$$
 (3.10)

o equivalentemente, en forma de la serie de Fourier

$$g(x) = \sum_{n = -\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(n\frac{X}{X_o}\right) \exp\left(n\frac{i2\pi xn}{X_o}\right),\tag{3.11}$$

donde X_o es el periodo de la estructura y X es el tamaño del pixel. De acuerdo a lo anterior, si al MEL-CL PLUTO-VIS se le aplica una señal de video f(x), su transmitancia en amplitud se escribe como

$$t(x) \propto f(x)g(x) = f(x)\sum_{n=-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(n\frac{X}{X_o}\right) \exp\left(\frac{i2\pi xn}{X_o}\right).$$
(3.12)

Si el MEL-CL PLUTO-VIS se coloca en el plano objeto de la figura 3.1, la intensidad óptica observada en el plano de Fourier será

$$I(p) = |\mathfrak{F}[t(x)]|^2 . (3.13)$$

Sustituyendo la Ec. (3.12) en (3.13) y aplicando el teorema de convolución

$$I(f_X) = \left| \mathfrak{F}[f(x)] \otimes \sum_{n=-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(n\frac{X}{X_o}\right) \mathfrak{F}\left[\exp\left(\frac{i2\pi xn}{X_o}\right)\right] \right|^2$$
$$= \left| F(f_X) \otimes \sum_{n=-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(n\frac{X}{X_o}\right) \delta\left(f_x - \frac{n}{X_o}\right) \right|^2.$$
(3.14)

y posteriormente utilizando la propiedad de filtración de la función δ , se obtiene

$$I(f_X) = \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(n\frac{X}{X_o}\right) F\left(f_X - \frac{n}{X_o}\right) \right|^2.$$
(3.15)

Si se asume que la frecuencia máxima de la señal de video satisface la condicióon de Kotelnikov-Nyquist

$$2f_{X_{max}} \le \frac{1}{X_o},\tag{3.16}$$

la intensidad puede ser reescrita como

$$I(f_X) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc}^2\left(n\frac{X}{X_o}\right) \left| F\left(f_X - \frac{n}{X_o}\right) \right|^2,$$
(3.17)

la ilustración gráfica del espectro de potencia (3.17) se muestra en la figura 3.2.



Figura 3.2: Traslado del espectro como consecuencia de la estructura discreta del MEL-CL PLUTO-VIS.

Como se puede observar en la figura anterior, la modulación por la estructura periódica de MEL-CL conlleva el traslado del espectro de la señal de video a las frecuencias múltiplos de la frecuencia elemental $1/X_o$. Para que el MEL- CL PLUTO-VIS pueda ser usado como dispositivo de captura y proyección de la función f(x), es necesario escoger imágenes que cumplan con la condición (3.16) para poder observar correctamente cualquiera de las réplicas del espectro $|F(p)|^2$ sin encimarse con el espectro de la propia pantalla.

3.2. Espectros de potencia de una rejilla de fase senoidal

Considérese una rejilla de fase senoidal definida por la función de transmitancia de amplitud

$$t_A(x,y) = \exp\left[i\frac{m}{2}\sin(2\pi f_o\xi)\right] \operatorname{rect}\left(\frac{x}{2\omega}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{y}{2\omega}\right),\tag{3.18}$$

donde,

 f_o es la frecuencia de la rejilla, m es el cambio total de fase, 2ω es la anchura de la rejilla.





La figura 3.3 muestra las sección transversal de la función de transmitancia de la rejilla de fase senoidal de 2π rad.

Si la rejilla es iluminada por una onda plana, entonces la distribución del campo está dado por la transformada de Fourier de la función (3.18). El análisis es simplificado por el uso de la identidad:

$$\exp\left[i\frac{m}{2}\sin(2\pi f_o x)\right] = \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right)\exp(i2\pi q f_o x),\tag{3.19}$$

donde J_q es la identidad de Bessel de primer tipo y de orden q. La transformada del primer término de la función (3.18) es de la forma

$$F\left[\exp\left(i\frac{m}{2}\sin(2\pi f_o\xi)\right)\right] = \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right)\delta(f_X - qf_o, f_Y).$$
(3.20)

La transformada de Fourier de la función rectángulo es bien conocida y tiene la forma

$$F\left[\operatorname{rect}\left(\frac{x}{2\omega}\right)\right] = \operatorname{sinc}(2\omega f_X),$$
(3.21)

у

$$F\left[\operatorname{rect}\left(\frac{y}{2\omega}\right)\right] = \operatorname{sinc}(2\omega f_Y). \tag{3.22}$$

Finalmente, la transformada de Fourier de la rejilla de fase senoidal se encuentra por medio de la convolución de las transformadas de las funciones rectángulo y de la función exponencial.

$$U(x,y) = F[t_A(x,y)]$$

$$= [A \operatorname{sinc}(2\omega f_X) \operatorname{sinc}(2\omega f_Y)] \bigotimes \left[\sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \delta(f_X - qf_o, f_Y) \right]$$

$$= \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} A J_q\left(\frac{m}{2}\right) \operatorname{sinc}[2\omega(f_X - qf_o)] \operatorname{sinc}(2\omega f_Y).$$
(3.23)

Así la intensidad del campo en la difracción de Fraunhofer puede ser escrito como

$$U(x,y) = \frac{A}{j\lambda z} e^{ikz} e^{i\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)} \sum_{q = -\infty}^{q = \infty} J_q\left(\frac{m}{2}\right) \operatorname{sinc}\left[\frac{2\omega}{\lambda z}(x - qf_o\lambda z)\right] \operatorname{sinc}\left(\frac{2\omega y}{\lambda z}\right).$$
(3.24)

Si asumimos que la frecuencia espacial de la rejilla es muy grande comparada con el tamaño de la abertura $(f_o \gg 1/\omega)$, hay una superposición insignificante de los diversos términos, y la intensidad del patrón se convierte en

$$I(x,y) \approx \left(\frac{A}{\lambda z}\right)^2 \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J_q^2\left(\frac{m}{2}\right) \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{2\omega}{\lambda z}(x-qf_o\lambda z)\right] \operatorname{sinc}^2\left(\frac{2\omega y}{\lambda z}\right).$$
(3.25)

Al introducir una rejilla de fase senoidal se tiene un desvío de la energía fuera del orden cero en una multitud de órdenes superiores, la intensidad del pico en el q-ésimo orden es $[AJ_q(m/2)/\lambda z]^2$, mientras que el desplazamiento de ese orden desde el centro del patrón de difracción es $qf_o\lambda z = \nu_0$.

En la gráfica 3.4 se han marcado dos puntos de modulación de fase m= 4.8 y 2 π radianes, los cuales nos muestran los valores correspondientes a los diferentes órdenes de difracción.



Figura 3.4: Eficiencia de la difracción $J^2_q(m/2)$ vs. m/2 para tres valores de q.

Graficando los correspondientes espectros de los casos anteriores tenemos las figs. 3.5 y 3.6, respectivamente.



Figura 3.5: Espectro de intensidad de la reilla de fase senoidal con $m = 2\pi$ radianes.



Figura 3.6: Espectro de intensidad de la reilla de fase senoidal con $m = 2\pi$ radianes.

3.3. Modulación del estado de polarización

Convertidor óptico

Considérese un MEL-CL 0^o-twist rotado 45^o caracteriz
do por la matriz de Jones

$$\mathbf{J}_{\mathrm{C}} = \mathbf{R}(-45^{o})\mathbf{J}_{o}\mathbf{R}(45) \\
= \begin{pmatrix} \cos 45 & -\cos 45 \\ \sin 45 & \cos 45 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -exp(-2i\beta) & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos 45 & \sin 45 \\ -\sin 45 & \cos 45 \end{pmatrix} \\
= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \exp(-i2\beta) + 1 & \exp(-i2\beta) - 1 \\ \exp(-i2\beta) - 1 & \exp(-i2\beta) + 1 \end{pmatrix},$$
(3.26)

donde factorizando $\exp(i\beta)$ la matriz anterior vale

$$\mathbf{J}_{\mathrm{C}} = \exp(i\beta) \begin{pmatrix} \cos\beta & -i\sin\beta \\ -i\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix}$$
(3.27)

Al hacer incidir un campo linealmente polarizdo en x la luz obtenida a la salida se calcula como

$$\mathbf{E}_{o} = \mathbf{J}_{C} \begin{pmatrix} 1\\ 0 \end{pmatrix} = \exp(-i\beta) \begin{pmatrix} \cos(\beta)\\ -i\sin(\beta) \end{pmatrix}, \qquad (3.28)$$

el cual corresponde a un campo óptico cuyo estado de polarización puede modificarse de acuerdo al retardo de fase β programado en el MEL-CL 0°-twist. Como se recuerda, el parámetro β es función del voltaje (nivel de gris) aplicado a la pantalla del modulador.

Rotador óptico

Si se coloca una placa $\lambda/4$ alineada al ej
eydepués del MEL-CL 0^o-twist rotad
o $45^o,$ la matriz de transmisión del sistema vale

$$\mathbf{J}_{\mathrm{R}} = \mathbf{J}_{\lambda/4} \mathbf{J}_{\mathrm{C}}
= \exp(-i\beta) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\beta) & -i\sin(\beta) \\ -i\sin(\beta) & \cos(\beta) \end{pmatrix}
= \exp(-i\beta) \begin{pmatrix} \cos(\beta) & -i\sin(\beta) \\ \sin(\beta) & -i\cos(\beta) \end{pmatrix},$$
(3.29)

donde

$$\mathbf{J}_{\lambda/4} = \begin{pmatrix} 1 & 0\\ 0 & -i \end{pmatrix} \tag{3.30}$$

es la matriz de Jones de la placa $\lambda/4$ alineada al eje y y \mathbf{J}_1 corresponde a la matriz (4.26) definida anteriormente. De forma análoga al hacer incidir un campo polarizado al eje x el campo óptico a la salida del sistema está dado por

$$\mathbf{E}_{o} = \mathbf{J}\mathbf{E}_{i} = \exp(i\beta) \begin{pmatrix} \cos\beta \\ -\sin\beta \end{pmatrix}, \qquad (3.31)$$

el cual corresponde a luz linealmente polzarizada rotada un ángulo β . En este caso por medio del voltaje (nivel de gris) aplicado a la pantalla del MEL-CL 0°twist se modifica el ángulo de polarización del campo incidente.

3.4. Experimentos y resultados

Espectro de la rejilla de fase senoidal

Se utilizaron los valores de $V_b = 3,13$ y $V_d = 0,16$ a fin de realizar modulación de fase lineal de 0-2 π en el MEL-CL PLUTO-VIS. La figura 4.6 muestra las rejillas de fase con periodo 255 μ m que fueron generadas a partir del programa Matlab. Los valores de modulación de fase $m = 2\pi$ y m = 4.8 rad fueron logrados controlando el valor mínimo y máximo de la rejilla medidos en niveles de gris. Cuando $m = 2\pi$ los niveles de gris de la rejilla son 0-255 mientras m = 4.8 rad corresponde a 0-194 de acuerdo a la gráfica 2.21.



Figura 3.7: Rejilla sintética de fase senoidal a) m= 2π rad, b) m=4.8 rad

CAPÍTULO 3. EJEMPLOS DE APLICACIÓN DEL MEL-CL PLUTO-VIS 3.4. EXPERIMENTOS Y RESULTADOS

El arreglo experimental para la obtención del espectro de intensidad de las rejillas de fase senoidal utilizando el MEL-CL PLUTO-VIS se muestra en la figura 3.8.



Figura 3.8: Arreglo experimental para obtener la transformada de Fourier de las rejillas de fase senoidal.

En primer lugar, el haz se expande y colima para cubrir toda la pantalla del MEL-CL PLUTO-VIS, después de que el frente de onda se refleja en el modulador, atraviesa una lente convergente que obtiene la transformada de Fourier en su plano focal. Finalmente, el espectro de intensidad se obtiene por medio de una cámara CCD colocada a la distancia focal de la lente.

A fin de comparar cuantitativamente los espectros teóricos de la Ec. (3.25) con los obtenidos por el arreglo de la Fig. 3.8, se evalúa el error cuadrático medio definido como

$$\mathbf{E}_{cm}(\%) = \frac{1}{n} \sqrt{\sum_{i=0}^{n} (T_i - P_i)^2} \mathbf{x} 100, \qquad (3.32)$$

donde

 T_i es el *i*-ésimo dato teórico, P_i es el *i*-ésimo dato experimental, n es el número de datos.

Las imágenes de las rejillas senoidales fueron enviadas al MEL-CL PLUTO-VIS para sacar la transformada de Fourier. En la figura 3.9 a) y 3.9 b) muestran los espectros capturados por la cámara CCD, se puede observar que para la rejilla de fase 2π rad el orden cero es más brillane que los órdenes ±1, mientras que los órdenes ±2 son más brillantes que el orden cero. Para la rejilla de fase 4.8 rad, el orden de difracción cero se anula, y los ordenes ± 1 presentan mayor intensidad que los órdenes ± 2.

CAPÍTULO 3. EJEMPLOS DE APLICACIÓN DEL MEL-CL PLUTO-VIS 3.4. EXPERIMENTOS Y RESULTADOS



Figura 3.9: a) Espectro de la rejilla de fase senoidal m
= 2π rad, b) Espectro de la rejilla de fase senoidal m
= 4.8 rad.

Al comparar el perfil de intensidad del espectro de las rejillas de fase senoidal 2π rad y 4.8 rad con las curvas teóricas se obtuvieron los resultados que se muestran en la figura 3.10 y 3.11 respectivamente.



Figura 3.10: Espectro experimental de intensidad de la rejilla de fase senoidal m= 2π rad.



Figura 3.11: Espectro experimental de intensidad de la rejilla de fase senoidal m = 4.8 rad.

Aplicando el algoritmo de la Ec. (3.22), el Ecm para la curvas experimentales mostradas en las figuras 4.10 y 4.11 fue de 1.2% y 1.6% respectivamente, los errores de las rejillas de fase senoidal producidas por el MEL-CL son muy aceptables. Lo anterior demuestra que las curvas de modulación obtenidas en la caracterización son correctas y bien calibradas.

A continuación se presentan los resultados correspondientes a la modulación del estado de polarización utilizando al MEL-CL PLUTO-VIS.

Convertidor óptico

El arreglo experimental para la rotación del haz de luz linealmente polarizado en la dirección de x a la entrada del MEL-CL PLUTO-VIS se muestra en la figura 3.12 (lado derecho), para el convertidor óptico, se omite la placa $\lambda/4$. Por medio de este arreglo las señales de control, cada una de ellas con distintos niveles de gris fueron proyectadas en el modulador, cuyo eje extraordinario estaba rotado a 45° como se muestra en el lado izquierdo de la figura 3.12.



Figura 3.12: Arreglo experimental para llevar a cabo el convertidor óptico y el rotador óptico.

En primer lugar en la figura 3.12, de derecha a izquierda, está el láser, seguido de ese se coloca el expansor a fin de cubrir toda la pantalla del MEL-CL PLUTO-VIS, después se coloca una lente

convergente con el propósito de colimar el haz, posteriormete se encuentra el MEL-CL PLUTO-VIS en el cual se encuentra proyectada la señal de video, al reflejarse el haz, este pasa a través de un sistema que obedece la ecuación formadora de imagen

$$\frac{1}{x_o} + \frac{1}{x_i} = \frac{1}{f},\tag{3.33}$$

donde x_o = distancia del objeto, x_i =distancia de la imagen, y f= distancia focal de la lente.

Finalmente el haz pasa a través de un polarizador, donde al ir variando su ángulo de transmisión; la intensidad del haz es medida por medio de un fotodetector.

La figura 3.13, muestra las distintas gráficas de intensidad vs. ángulo de polarización que se obtuvieron al proyectar una señal de video con un cierto nivel de gris en toda la pantalla del MEL-CL. Se puede ver que se tienen distintos estados de polarización; como ejemplo, para un nivel de gris igual a 176, es decir para una diferencia de fase de $0,375\pi$, a la salida del convertidor óptico tenemos luz circularmente polarizada.



Figura 3.13: Elipticidad del haz transmitido como función del ángulo de transmisión del polarizador.

Para verificar que efectivamente hay un cambio de polzarización en el campo óptico proyectamos en el MEL-CL PLUTO-VIS una imagen con distintos niveles de gris, en la figura 3.14 se muestra la señal de video que fue enviada al MEL-CL PLUTO-VIS y los respectivos estados de polarización codificados.



Figura 3.14: Imagen con distintos niveles de gris 176 para el fondo, 96 para el anillo, 244 el centro y su equivalente en polarización.

CAPÍTULO 3. EJEMPLOS DE APLICACIÓN DEL MEL-CL PLUTO-VIS 3.4. EXPERIMENTOS Y RESULTADOS

En la figura 3.15 se pueden observar las imágenes que se obtienen cuando el haz se refleja y pasa por el polarizador; cuando el eje principal de polarización esta orientado en dirección del eje x la imagen capturada por la CCD muestra que el centro es más brillante, mientras que en el anillo se muestra un mínimo de intensidad; Fig 3.15 a), cuando se obtiene a la salida del polarizador luz linealmente polarizada en y, la imagen capurada por la CCD muestra todo lo contrario, es decir, esta vez el anillo es más brillante mientras que el centro resulta con un mínimo de intensidad; Fig. 3.15 b), por su parte el fondo en ambos casos permanece igual porque se trata de luz circular.

Al colocar el polarizador en dirección al eje extraordinario de la pantalla (-45°) la imagen capturada por la cámara muestra el realce de bordes de la imagen y la intensidad registrada es homogénea, Fig. 3.15 c), en caso contrario, y por último cuando colocamos el polarizador en dirección al eje ordinario de la pantalla $(+45^{\circ})$ pensaríamos que el resultado sería igual o similar al caso anterior, sin embargo esto no es así, lo que se observa es que la imagen se anula por completo, en otras palabras las intensidades del fondo, del anillo y del centro son iguales, Fig. 3.15 d).



Figura 3.15: a) Analizador en dirección del ej
ex, b) Analizador en dirección del ej
ey, c) Analizador en dirección del eje ordinario del MEL-CL PLUTO-VIS, d) Analizador en dirección del
eje ordinario del MEL-CL PLUTO-VIS, en todos los casos se muestra el patrón de Intensidad y su equivalente en polarización.

Este tipo de resultados son causantes de las investigaciones que se realizan hoy en día en el procesamiento de imágenes con luz polarizada.

Rotador óptico

El arreglo experimental para la rotación del haz de luz linealmente polarizado en la dirección de x se muestra en la figura 3.12, en este arreglo se considera la placa $\lambda/4$. De nuevo las señales de control con distintos niveles de gris fueron proyectadas en el MEL-CL PLUTO-VIS, cuyo eje extraordinario estaba rotado a 45° como se muestra en la figura 3.12.

A continuación se muestran las distintas gráficas de Intensidad vs. ángulo de polarización que se obtuvieron al proyectar una señal de video con un cierto nivel de gris en toda la pantalla del modulador.



Figura 3.16: Rotación del plano de polarización como función del ángulo de transmión del polarizador.

Se puede ver en la figura 3.16 que para todos los casos se obtiene luz linealmente polarizada desde x hasta y dependiendo del retardo de fase β de la pantalla cuya máxima intesidad cambia como función del nivel de gris.

Para verificar los resultados de la figura anterior, proyectamos una señal de video en el MEL-CL PLUTO-VIS con polarización azimutal como se muestra en la figura 3.17 b), el cual debe producir un haz polarizado espacialmente, como se muestra en la figura 3.17 a).

Al analizar la salida del sistema variando el ángulo de polarización. Se obtienen las figuras 3.17c) y 3.17d) las cuales muestran los resultados cuando el polarizador está orientado en la dirección del eje x y en la dirección del eje y respectivamente.

De acuerdo a las gráficas de la figura 3.16, cuando teniamos un retardo de fase de 0.0055 π es decir un nivel de gris igual a 244 se registra una polarización en dirección del eje x, esto se verifica en la figura 3.17 c), se registra una mayor intensidad en los lóbulos (orientados aproximadamente a 45°), mientras que cuando colocamos el polarizador en dirección del eje y las zonas más brillantes pasan a ser las mas obscuras y ahora los lóbulos se rotan aproximadamente 45° (que inicialmente representaban un rango de nivel de gris entre 100 y 200), Fig. 3.17 d). Estos resultados experimenales coinciden con la teoría.



Figura 3.17: (a)Equivalente en polarización del patrón de fase radial. (b) Patrón de fase para la generación de polarización radial. (c) Patrón de intensidad cuando el eje de polarización esta en dirección del eje x. (d) Patrón de intensidad cuando eleje de polarización esta en dirección del eje y.

Tanto el convertidor óptico como el rotador óptico permiten obtener estados de polarización espacialmente variables a diferencia los polarizadores comunes o de una placa retardadora.

3.5. Conclusiones

En este capítulo se evaluó el desempeño del MEL-CL PLUTO-VIS, empleando los parámetros encontrados en el capítulo 2. Se trabajaron dos problemas los cuales fueron obtención de la transformada de Fourier de dos rejillas de fase senoidal de 2π rad y 4.8 rad y la modulación del estado de polarización, en donde el modulador actúa como una placa retardadora dinámica.

Por medio de estos experimentos se comprueba que los modos recomendados en el capítulo 2, siguiendo la metodología desarrollada, son correctos.

Capítulo 4

Conclusiones generales

- 1. En la presente tesis se explicó la teoría física y matemática que describe de forma general a los MEL-CL .
- 2. Fueron encontrados los parámetros de modulación de fase (V_b, V_d, γ) que mejor cumplen con una modulación lineal de fase de 0 a 2π del modulador PLUTO-VIS Holoeye.
- 3. Se demuestra que los parámetros encontrados por medio de la técnica desarrollada son correctos al utilizar el MEL-CL de reflexión PLUTO-VIS en los problema de procesamiento espectral de imágenes y modulación del estado de polarización, esto fué posible cuando se realizaron 3 experimentos; los cuales fueron: obtención de la transformada de Fourier de dos rejillas de fase senoidal, convertidor óptico y rotador óptico.
- 4. Los resultados derivados de esta tesis, forman parte del proyecto VIEP con clave OSA-EX13-I financiado por la BUAP, titulado "Generación del haz óptico con vórtice perfecto por medio del modulador espacial de luz de cristal líquido."

Además estos resultados contribuyeron a la realización del artículo "Simple technique for generating the perfect vortex", enviado a la revista Optics Letters.

Durante la realización del presente trabajo la tesista ha participado el los siguientes congresos:

- Congreso Nacional de Física (CNF) 2013; Caracterización óptica del modulador espacial de luz de cristal líquido de reflexión PLUTO-VIS.
- 2. XI encuentro de participación de la mujer en la Ciencia 2014; Caracterización óptica del modulador espacial de luz de cristal líquido de transmisión LC2012.
- Congreso Nacional de Física (CNF)2014: Modulación del estado de polarización por medio del MEL-CL de reflexión PLUTO-VIS.

Bibliografía

- [1] V. Bagnoud and J.D. Zuegel, "Independet phase and amplitude control of a laser beam by use of a single-phase-only spatial light modulator", Opt. Lett. 29, pp. 295-297 (2004).
- [2] A. S. Ostrovsky and Carolina Rickenstorff-Parrao, "Segmentation of satellite images in optoelectronic system", *Proceedingsofthe7thWSEASInternational* Conference on signal processing Robotics and Automation, pp. 188-191, (2008).
- [3] S. Chavali, P. M. Birch, R. Young and C. Chatwin, "Synthesis and reconstruction of computer generated holograms by a double pass technique on a twisted nematic-based liquid cristal spatial light modulator", Opt. and Lassers Eng. 45, pp. 413-418, (2007).
- [4] A. S. Ostrovsky, Carolina Rickenstorff-Parrao, Victor Arrizón, "Simple technique for generating the perfect vortex", Opt. Lett. 38, pp. 534-536, (2013).
- [5] A. S. Ostrovsky, G. Martínez-Niconoff, V. Arrizón, P. Martínez-Vara, M.A. Olvera-Santamaría and C. Rickenstorff-Parrao, "Modulation of coherence and polarization using liquid crystal spatial light modulator", Opt. Express 17, pp. 5257-5264, (2009).
- [6] Andrey S. Ostrovksy, Carolina Rickenstorff-Parrao and Miguel A. Olvera-Santamaría. "Using the liquid crystal spatial light modulators for control of coherence and polarization of optical beams", pp. 1-18. Optoelectronics - Devices and Applications INTECH, 2011. ISBN 978-953-307-576-1
- [7] A. S. Ostrovsky and E. Hernández García, "Modulation of spatial coherence of optical field by means of liquid crystal light modulator", Rev. Mexicana de Física. 51, pp. 442-446, (2005).
- [8] T. Shirai and E. Wolf, "Coherence and polarization of electromagnetic beams modulated by ran- dom phase screens and their changes on propagation in free space", J. Opt. Soc. Am. A 21, pp. 1907-1916, (2004).
- [9] T. H. Barnes, T. Eiju, K. Matusda and N. Ooyama, "Phase-only modulation using a twisted nematic liquid crystal television", Appl. Opt. 28, pp. 4845-4852, (1989).
- [10] K. Lu and B. E. A. Saleh, "Theory and design of the liquid cristal TV as an optical spatial phase modulator", Opt. Eng. 29, pp. 240-246, (1990).

- [11] C. Rickenstorff-Parrao, "Caracterización óptica de la pantalla de cristal líquido nemático cruzado (PCL-NC)", (BUAP,2010).
- [12] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics", (McGraw Hill, U.S.A., 1996).
- [13] Jeffrey A. Davis, Dylan E. McNamara, Don M. Cotrell, and T. Sonehara, "Two-dimensional polarization enconding with a phase-only liquid-crystal spatial light modulator", Appl. Opt. 39, pp.1549-1554, (2000).