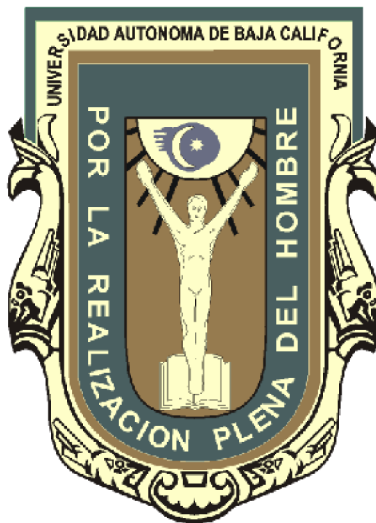


Universidad Autónoma de Baja California

Facultad de Ciencias Químicas e Ingeniería

Maestría y Doctorado en Ciencias e Ingeniería



ESTUDIO DE CONTRASTE DIELECTRICO

BASADO EN POLARIMETRÍA

TESIS

PARA OBTENER EL GRADO DE DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

ALEJANDRA SERRANO TRUJILLO

Bajo la dirección de:

DR. LUIS ENRIQUE PALAFOX MAESTRE

Co-dirigido por:

DR. VÍCTOR RUÍZ CORTÉS

Tijuana, Baja California

Septiembre 2017

Universidad Autónoma de Baja California
FACULTAD DE CIENCIAS QUÍMICAS E INGENIERÍA
COORDINACIÓN DE POSGRADO E INVESTIGACIÓN

FOLIO No. 220

Tijuana, B. C., a 1 de septiembre de 2017

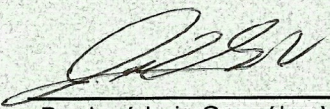
C. Alejandra Serrano Trujillo
Pasante de: Doctorado en Ciencias
Presente

El tema de trabajo y/o tesis para su examen profesional, en la
Opción TESIS

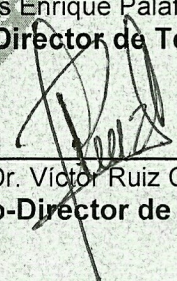
Es propuesto, por los C. Dres. Luis Enrique Palafox Maestre y Víctor Ruiz Cortes
Quienes serán los responsables de la calidad del trabajo que usted presente,
referido al tema: ESTUDIO DE CONTRASTE DIELECTRICO BASADO EN
POLARIMETRÍA.

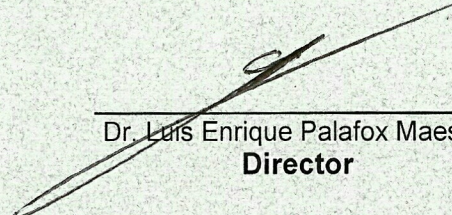
el cual deberá usted desarrollar, de acuerdo con el siguiente orden:

- I.- MARCO TEÓRICO
- II.- HACES VECTORIALES. TEORÍA Y GENERACIÓN
- III.- METODOLOGÍA
- IV.- MEDICIONES Y ANÁLISIS DE RESULTADOS
- V.- CONCLUSIONES


Dr. José Luis González Vázquez
Sub-Director Secretario


Dr. Luis Enrique Palafox Maestre
Director de Tesis


Dr. Víctor Ruiz Cortés
Co-Director de Tesis


Dr. Luis Enrique Palafox Maestre
Director

RESUMEN

En este trabajo se ha implementado la técnica de contraste diferencial interferencial (DIC, por sus siglas en inglés) utilizando haces con polarización espacialmente no homogénea para discriminación de materiales y medición de una superficie. Esta propuesta hace uso de la polarización de la luz para la interferencia de haces con polarización espacialmente no homogénea y para el análisis polarimétrico de la luz reflejada por una superficie. Como resultado, el control del estado de polarización local de los haces presenta una mejora en el contraste de la imagen resultante, mientras que un análisis polarimétrico y su ajuste mediante un modelo propuesto, ofrecen una solución para la caracterización del perfil de una superficie.

En análisis de imágenes, la polarización ofrece información que mejora el contraste para la discriminación de formas y de materiales. La técnica DIC en modo de reflexión, que involucra un análisis polarimétrico, ha sido explorada principalmente para determinación de dimensiones de una superficie. Este estudio demuestra que, bajo el mismo montaje, es posible realizar también una discriminación basada en los coeficientes de reflexión de los materiales que componen una superficie. Por ello, se trabaja con superficies altamente reflectivas, con dimensiones laterales de hasta 8 mm y variaciones de profundidad de 50 μm a 3 mm; para una aplicación dirigida a semiconductores y materiales metálicos comúnmente utilizados en la industria.

ABSTRACT

In this work the differential interference contrast (DIC) method has been implemented using spatially inhomogeneous polarized beams for material discrimination and surface measurement. This proposal exploits the polarization of light for the interference of spatially inhomogeneous polarized beams and for the polarimetric analysis of the light reflected from a surface. As a result, the manipulation of the local polarization state of the beams offers an improvement of the contrast of the resulting image, while a polarimetric analysis and its adjust through a proposed model offer a direct solution for surface characterization.

In image processing, polarization offers information that improves the contrast for the discrimination of shapes and materials. The reflected DIC technique, which involves a polarimetric analysis, has been explored mainly for determination of a surface dimensions. This study proves that, under the same setup, it is possible to make a discrimination based on the reflection coefficients of the materials composing a surface. Then, highly reflective surfaces with lateral dimensions up to 8 mm and depth variations from 50 μm to 3 mm are used; leading to an application on semiconductors and metallic materials commonly used in the industry.

Dedicatoria

Dedicada a mi esposo, por su apoyo en cada una de las etapas de este proyecto.

Agradecimientos

Agradezco a todas las personas que me han apoyado durante la realización de este proyecto.

Al Dr. Víctor Ruiz por el tiempo invertido y la paciencia brindada durante mi educación de posgrado, por el apoyo personal, por darle dirección a este proyecto y por recibirme como tesista en su laboratorio.

Al Dr. Luis Palafox por la confianza en el desarrollo de este trabajo en tiempo y por el apoyo para la realización de los experimentos planteados.

Al Dr. Eduardo Álvarez por el apoyo personal y en aspectos técnicos del desarrollo de este trabajo y del planteamiento de este proyecto.

A la Dra. Diana Tentori por ser parte de este proyecto, por sus aportaciones y sugerencias para la correcta implementación de los experimentos.

Al Dr. Juan Ramón Castro por la confianza y apoyo académico ofrecido para cumplir adecuadamente este compromiso, como parte del comité y como coordinador de posgrado.

A mis profesores de UABC y de CICESE, por las bases teóricas que obtuve a partir de cada curso.

Al Dr. Pedro Negrete, que como coordinador del posgrado de óptica en CICESE me facilitó la estancia en la institución durante mi primer año y apoyó durante la reestructuración del proyecto de tesis.

Al Dr. Esteban Luna por el apoyo ofrecido durante la reestructuración del proyecto de tesis.

Al Dr. Matthew Anderson por recibirme en su laboratorio y por la paciencia brindada durante sus explicaciones y durante el desarrollo de experimentos.

A Patricia Carpio y a Carmen Ochoa, que por parte de UABC y de CICESE me han orientado sobre los trámites necesarios en cada etapa de este posgrado.

A la profesora Edith García por su amistad, por el apoyo durante la reestructuración del proyecto y en mi desarrollo como académico.

A María y a Lilia, por su amistad y porque como compañeras de posgrado compartimos nuestras expectativas, problemas y situaciones durante esta experiencia.

A compañeros y personal de CICESE, por la amistad que encontré en algunos y porque sin importar a quien le pida ayuda, siempre me atienden con gran disposición.

A Viridiana, por su amistad, por los chocolates y cafés compartidos.

A Javier, por su amistad y por seguir al tanto en nuestras experiencias.

A mi mamá, porque me apoyó al elegir mi carrera y al seguir en este camino. Y a mi papá por estar al pendiente de mi progreso.

A mis hermanos Maricela, Adriana, Lourdes y Juan, que de una u otra forma me han apoyado y escuchado durante este proceso. También a mis sobrinos Emi y Carlo, por sus juegos, pláticas y simplemente por ser parte de mi vida.

A mi esposo Saulo, que me visitaba en Ensenada, me esperaba tarde por mi estancia y me ha escuchado día tras día de experimentos buenos y malos, aconsejándome y apoyándome en cada etapa.

Finalmente, agradezco al CONACYT por la beca otorgada para la realización de esta tesis.

Summary

In this work, a setup based on the differential interference contrast (DIC) microscope has been implemented by replacing the linearly polarized beams from the conventional technique with spatially inhomogeneous polarized beams. This setup is tested in a reflection mode for surface measurement and for material discrimination, exploiting the characteristics that a DIC microscope can detect and that have not been widely explored. In image analysis, polarization offers information that improves the contrast for the discrimination of shapes and materials, therefore, it is the key of the performance of a DIC microscope. This proposal exploits the polarization property of light in two ways; by using a polarimetric analysis that offers a direct solution for surface profilometry, since no fringes are visible, and by using structured beams, exploring their abilities for obtaining a higher resolution on these measurements.

In order to implement the lateral shearing interferometer with structured beams, their generation through different passive methods was analyzed. Therefore, the conversion from homogeneous to inhomogeneous polarized beams represents an important stage of this work, since the local manipulation of polarization was proposed using a twisted nematic spatial light modulator. For this, a polarization rotator was implemented working within the limits of the configuration of the modulator, obtained through a characterization process. Once the structured beam is generated, it enters a Mach Zehnder interferometer where one arm contains a pair of waveplates that rotate the incoming polarization into an orthogonal state. As a result, two orthogonally polarized beams exit the interferometer, where different surfaces are located for testing.

This study shows that the manipulation of the local polarization state of the beams used in the DIC technique improves the contrast, respect the conventional technique, for depth variations representing half of the coherence length in a reflective DIC setup. The resolution of the carried out experiments is 0.05 mm, which is mainly restricted by the camera bit depth and by the coherence length of the laser, meaning that it could be improved by using devices with different specifications. It is proven that under this setup, it is also possible to make a discrimination based on the reflection coefficients of the materials composing a surface.

This proposal is intended for highly reflective surfaces with lateral dimensions up to 8 mm and depth variations from 50 μm to 1.5 mm; finding its application on semiconductors and metallic materials commonly used in the industry. The detection errors for depth variations up to 1.5 mm for both the conventional DIC setup and this proposal were computed. The conventional technique offers better detection over depth variations from 1.5 mm to 3 mm. For depth variations below 1.5 mm, the proposed technique presents a detection error of $\pm 1.88\%$, while the conventional setup has an error of $\pm 2.21\%$.

Índice general

Resumen	I
Abstract	II
Dedicatoria	III
Agradecimientos	IV
Summary	VI
Índice General	IX
Índice de Figuras	XII
Índice de Tablas	XIII
Introducción	1
1. Marco Teórico	6
1.1. Introducción	6
1.2. Polarización de la luz	6
1.2.1. Polarimetría	6
1.2.2. Parámetros de Stokes y Grado de Polarización	7
1.3. Microscopía de contraste diferencial interferencial	9
1.3.1. Grado de coherencia	12
1.4. El modulador espacial de luz	16
1.4.1. El modulador espacial de luz nemático de giro helicoidal	19
2. Haces vectoriales. Teoría y generación	22
2.1. Introducción	22
2.2. Haces vectoriales cilíndricos	22

2.3. Diseño de haces con distribución de polarización no homogénea en un TN-SLM	26
2.3.1. Caracterización del TN-SLM como rotador de polarización	27
2.3.2. Generación de patrones de polarización no homogéneos	33
3. Metodología	42
3.1. Introducción	42
3.2. Superficies de prueba	42
3.2.1. Superficie cuadriculada	42
3.2.2. Superficie rampa	43
3.2.3. Superficie calibre fijo	44
3.2.4. Plano reflectivo compuesto	45
3.3. Experimentos bajo la técnica DIC convencional	46
3.4. Montaje propuesto para perfilometría utilizando polarización	49
3.4.1. Especificaciones de los elementos del experimento	49
4. Mediciones y análisis de resultados	52
4.1. Introducción	52
4.2. Propuesta de modelo de procesamiento de imagen	52
4.3. Medición del perfil de superficies	58
4.3.1. Superficie cuadriculada	58
4.3.2. Superficie rampa	62
4.3.3. Superficie calibre fijo	63
4.4. Discriminación de materiales	64
4.4.1. Plano reflectivo compuesto	65
5. Conclusiones	67
5.1. Introducción	67
5.2. Contribución y resultados obtenidos	67
5.2.1. Generación de haces con polarización no homogénea	67
5.2.2. Implementación del montaje propuesto para medición de superficies	68
5.3. Trabajo a futuro	70
Acrónimos	72
A. Caracterización del TN-SLM	73
Referencias	78

Índice de figuras

1.1. Diagrama de un microscopio DIC en transmisión (tomado de [45]).	10
1.2. Visualización de muestras delgadas y transparentes con microscopía DIC (tomado de [46]).	11
1.3. Diagrama de un microscopio DIC en reflexión (tomado de [47]).	12
1.4. Curvas representando el grado de coherencia, casos donde la distancia entre las fuentes es a) pequeña respecto a la longitud de coherencia, b) cercana a la longitud de coherencia y c) mayor que la longitud de coherencia (tomado de [49]).	14
1.5. Curva del grado de coherencia.	15
1.6. Composición del TN-SLM reflectivo.	17
1.7. Fases de la distribución de moléculas en el cristal líquido, a) fase nemática, b) fase esméctica y c) fase colestérica (tomado de [49]).	17
1.8. Clasificación de las moléculas de cristal líquido por su orientación, a) alineado paralelo y b) giro helicoidal.	18
1.9. Múltiples capas de cristal líquido en el SLM de giro helicoidal (tomada de [52]).	20
2.1. Mapa de distribución de estados de polarización local para un haz, a) radial, b) azimutal.	25
2.2. Simulación de un analizador de patrones de polarización a) radial y b) azimutal.	26
2.3. Montaje experimental de un rotador de polarización utilizando el TN-SLM. .	27
2.4. Montaje para caracterización del TN-SLM como rotador de polarización. . .	29
2.5. Valor experimental de la variable a_2	30
2.6. Curva de caracterización del TN-SLM como rotador de polarización.	33
2.7. Proceso de generación de patrones de polarización no homogéneos.	34
2.8. Patrones de polarización (a) radial y (b) pseudo-radial.	35
2.9. Montaje experimental para análisis de patrones de polarización no homogénea.	35
2.10. Análisis de patrones de polarización pseudo-radial (a) y pseudo-azimutal (b).	36

2.11. Distribuciones de polarización diseñadas con distinta carga topológica y desplazamiento de fase. (a) $l = 1, \beta = \pi/4$, (b) $l = 1, \beta = 3\pi/4$, (c) $l = 2, \beta = 0$, (d) $l = 3, \beta = 0$, (e) $l = 4, \beta = 0$, y (f) $l = 5, \beta = 0$	38
2.12. Distribuciones de polarización diseñadas bajo distintas combinaciones de l, β y α	40
2.13. Distribución de polarización $l = -0.5, \beta = 0$ y $\alpha = 0$	41
3.1. a) Diagrama y b) fotografía de la superficie cuadrículada.	43
3.2. a) Diagrama y b) fotografía de la superficie rampa.	44
3.3. a) Diagrama y b) fotografía de la superficie calibre fijo.	44
3.4. a) Diagrama y b) fotografía del arreglo del plano reflectivo compuesto. . . .	45
3.5. Reflectancia del aluminio y del latón en el espectro visible.	46
3.6. Montaje implementado con base en la técnica DIC convencional.	47
3.7. Imágenes observadas a través de un analizador.	48
3.8. Grado de polarización y grado de coherencia del área analizada.	48
3.9. Montaje para perfilometría mediante medición de estados de polarización. . .	50
4.1. a) Mapa de distribución de polarización y b) patrón de fase desplegado en el TN-SLM para $\alpha = \beta = 0$ y $l = -0.5$	53
4.2. Patrones de polarización analizados a partir de una superficie plana.	53
4.3. Parámetros de Stokes calculados a través de los patrones de polarización analizados para una superficie plana.	54
4.4. Comparación de patrones de intensidad del a) grado de coherencia de una superficie plana y de b) la simulación de la fase de $l\phi_1$ analizada a 0° respecto a la horizontal.	55
4.5. Cálculo numérico de intensidades $H(x, y)$ propuesto para el ajuste de $ \gamma_{12nH} $. . .	55
4.6. Procedimiento de ajuste para determinar $ \gamma_{12A} $	56
4.7. Comparación de a) $ \gamma_{12nH} $ y de b) $ \gamma_{12A} $ para una superficie plana.	57
4.8. Curva del grado de coherencia bajo la técnica convencional DIC y utilizando polarización no homogénea.	58
4.9. Comparación del ajuste de las curvas en a) dimensiones menores a 0.7 mm y b) dimensiones mayores de 1.3 mm	59
4.10. Estimación de alturas sobre la superficie cuadrículada.	60
4.11. Comparación visual del contraste ofrecido por las técnicas a.1) y a.2) DIC convencional y b.1) y b.2) DIC con polarización no homogénea.	61
4.12. Estimación de alturas sobre la superficie rampa.	62

4.13. Contraste ofrecido por la técnica DIC con polarización no homogénea en la superficie rampa.	63
4.14. Mediciones realizadas sobre la superficie calibre fijo.	64
4.15. Contraste ofrecido por la técnica DIC con polarización no homogénea en los elementos de la superficie calibre fijo.	65
4.16. Comparación del grado de coherencia calculado para el plano reflectivo compuesto. a) Polarización homogénea y b) Polarización no homogénea.	66
A.1. Montaje experimental para caracterización del TN-SLM ante polarización lineal.	73
A.2. Montaje experimental para caracterización del TN-SLM ante polarización lineal.	76
A.3. Caracterización del parámetro δ_t bajo polarización lineal a 100° respecto a la horizontal.	77
A.4. Caracterización del parámetro δ_t bajo polarización lineal a 100° respecto a la horizontal.	77

Índice de tablas

2.1. Características del modulador LCR-2500.	27
2.2. Relación de rotación de polarización respecto a nivel de gris.	32
4.1. Detección del grado de coherencia para discriminación de materiales.	65

Introducción

Las tendencias de la industria y de la biomedicina representan un alto impacto en el desarrollo de técnicas de medición de superficies en escalas micrométricas y nanométricas. Esta demanda exige el uso de técnicas que eviten el desgaste de piezas fabricadas, ya sea durante su producción o durante su inspección. La solución a estas exigencias se da implementando técnicas ópticas de microscopía. En la industria, se evita así el empleo de técnicas invasivas que afecten un objeto medido e incrementen el tiempo de medición [1], afectando costos y tiempo de fabricación. En la biomedicina, el uso de estas técnicas representa una herramienta para diagnóstico de enfermedades, análisis de muestras biológicas y monitoreo de células [2, 3, 4, 5].

De forma general, las técnicas utilizadas para metrología óptica de superficies se clasifican principalmente por basarse en escaneo radial, en triangulación punto a punto o en interferencia [6, 7]. El escaneo radial mide la distancia sobre una línea de vista respecto a una ubicación central de referencia, como en radares láser y sistemas conoscópicos. Las técnicas de triangulación obtienen información proveniente de dos vistas, como ocurre en la medición por dispersión de la luz [8]. Y las técnicas de interferencia, basan una medición en la distancia que recorre la luz respecto a una superficie de referencia [9]. En general, la mayoría de las técnicas de metrología óptica se basan en alguna forma de interferencia [10]. Esto es porque existen, por ejemplo, técnicas de triangulación que a su vez dependen de la interferencia de dos haces, como las técnicas de proyección de franjas. Además de ésta última, algunas de las principales técnicas de interferencia son la interferometría holográfica, la interferometría de Speckle, la interferometría de luz blanca, la interferometría de corrimiento de fase, la microscopía de interferencia por reflexión (IRM, por sus siglas en inglés) y la microscopía de contraste diferencial interferencial (DIC, por sus siglas en inglés) [9, 7, 11, 12, 13, 14]. Dado el alcance de cada técnica, las aplicaciones varían en cuanto a las dimensiones del objeto de prueba y a la resolución deseada. Una característica común en la mayoría de las técnicas mencionadas es la presencia de franjas de interferencia, por lo que su demodulación, que involucra al menos tres etapas de procesamiento de imagen, es requerida para obtener una distribución de superficie [15]. Las técnicas IRM y DIC, por otra parte, ofrecen imágenes de alto contraste, que en el primer caso resultan útiles para examinar áreas de contacto entre

una célula y el sustrato [13], y en DIC se aprovechan para observación de perfiles pseudo tridimensionales de muestras transparentes.

La microscopía DIC puede implementarse también en modo de reflexión, con muestras altamente reflectivas, ofreciendo una imagen de contraste que revela un perfil tridimensional. En este caso, el cálculo de la distribución de superficie requiere de un procesamiento de imágenes más simple respecto a la demodulación de franjas. De forma resumida, la microscopía DIC se basa en un interferómetro de desplazamiento donde el haz de referencia está desplazado ligeramente y posee polarización lineal y ortogonal respecto al haz de prueba. La luz reflejada por ambos haces es recombinada y analizada con un polarizador lineal, como resultado, se produce una imagen monocromática de sombras que muestra el gradiente de los caminos ópticos para las altas y bajas frecuencias presentes en la superficie de prueba. Las regiones donde la diferencia de camino óptico entre ambos haces es mayor son más brillantes (u oscuras), mientras las regiones con menor diferencia poseen un contraste contrario [14].

Considerando que en la industria son utilizados una gran cantidad de semiconductores y de materiales metálicos como el cobre, la técnica de microscopía DIC resulta ser una opción para perfilometría. Esto se debe a que las técnicas con franjas son útiles en superficies opacas, pero en objetos metálicos, la luz incidente se refleja sobre la superficie y genera ruido en la imagen. Como este ejemplo indica, la fuente de luz utilizada en cualquier técnica de perfilometría es una variable importante, ya que define la longitud de coherencia y la longitud de onda, además de conservar propiedades como la irradiancia y la polarización [6]. Esta última resulta ser una característica esencial del microscopio DIC; al permitir interferencia sin franjas sobre la superficie de prueba y facilitar, mediante un análisis polarimétrico, la determinación de la forma de dicha superficie [16].

La polarización nos ofrece información relacionada a las características de forma y rugosidad de una superficie; lo que representa información altamente no correlacionada con imágenes espectrales y de intensidad [17]. En un montaje común de un sistema polarimétrico, se ilumina una escena con una polarización específica y se analizan los estados de polarización de la luz dispersada por los objetos presentes. Con el fin de interpretar los estados de polarización analizados como un comportamiento global, el grado de polarización (DoP, por sus siglas en inglés) es calculado. El grado de polarización es uno de los parámetros más importantes para caracterizar ondas electromagnéticas parcialmente polarizadas [18]. El tratamiento más utilizado se basa en los vectores de Stokes, requiriendo de cuatro señales (imágenes en este caso) para calcularlo, pixel a pixel, a partir de las intensidades capturadas. Dichas imágenes se capturan bajo los estados de polarización lineales a 0° , 45° y 90° respecto la horizontal, y bajo polarización circular derecha. Con esta información, y dependiendo del montaje imple-

mentado, es posible calcular distancias respecto a alguna posición de referencia [19][16][20].

Las diferencias de camino óptico en microscopía DIC de reflexión se interpretan a través de la curva del valor absoluto del grado complejo de coherencia. Esta curva posee la calibración del experimento, y dado que las diferencias de camino óptico son resultado de variaciones de profundidad y de índice de refracción de la superficie, ambas características pueden ser detectadas. Así, la polarización nos permite caracterizar un objeto bajo prueba, no solo en dimensiones, sino que también auxilia en la discriminación de materiales. Por ello, es de interés aprovechar esta técnica para la detección de ambas características.

Por otra parte, la polarización de la luz puede ser lineal, circular o elíptica. En un caso común de microscopía DIC, la polarización es lineal, y su distribución es homogénea. En este trabajo se tiene interés en probar la técnica con patrones de polarización no homogéneos, con el fin de extraer mayor información de una superficie al controlar localmente el estado de polarización incidente. A estos haces se les conoce como haces vectoriales cilíndricos. Los haces vectoriales cilíndricos consisten en modos láser con una modulación espacial de la polarización [21]. Su característica principal es que poseen simetría axial tanto en amplitud como en fase [22]. Dicha simetría da lugar a propiedades de enfoque de alta apertura numérica, con impacto en aplicaciones en escala nanométrica en la óptica, para la manipulación de haces o captura de imágenes [23], caso trabajado en este desarrollo. Ejemplos de estas aplicaciones son las pinzas ópticas, corte de metales y microscopía óptica de escaneo [24]. Los haces radiales y azimutales son ejemplos comunes de haces vectoriales cilíndricos, los cuales se pueden generar a través de haces de Laguerre-Gauss, con índice LG_{01} y LG_{0-1} . Un haz polarizado radialmente posee una componente de campo eléctrico axial distinta de cero en su núcleo, sin componente de campo magnético, mientras que un haz con polarización azimutal posee una componente de campo magnético axial, con campo eléctrico nulo en el centro [21].

Los haces vectoriales cilíndricos pueden ser generados de forma activa, creando una polarización determinada dentro de la cavidad del láser, o de forma pasiva, convirtiendo la polarización del haz fuera de la cavidad [25]. Se han desarrollado técnicas pasivas para generación de este tipo de haces, utilizando sistemas interferométricos, polarizadores con patrones radiales, dispositivos de cristal líquido y elementos birrefringentes como las placas q [26]. En la actualidad, estos haces se han explorado con mayor interés debido al estudio de su generación mediante un modulador espacial de luz (SLM, por sus siglas en inglés) [26]. En este proyecto resulta atractivo trabajar con el SLM para generar este tipo de haces, evitando el costo de una placa que funcione específicamente para un patrón. La ventaja además es que en caso de pretender generar otras polarizaciones, sólo se tendría que variar el patrón codificado. De esta forma, con base en el funcionamiento convencional de un microscopio DIC, proponemos

un montaje experimental con polarización no homogénea, generada con un SLM, para la detección de forma y de variaciones de material en una superficie.

Este documento se organiza de la siguiente manera. En el Capítulo 1 se describe la importancia de la polarización como herramienta para caracterización de superficies, se describen los principios de la microscopía DIC, comprendiendo la interferometría de haces ortogonalmente polarizados, el análisis polarimétrico requerido en el montaje en reflexión, su relación con la detección de profundidades en un objeto y el funcionamiento del SLM utilizado en este trabajo. En el Capítulo 2 se describen los haces vectoriales cilíndricos y las técnicas comunes para su generación, la caracterización del modulador utilizado, el procedimiento para la generación de estados de polarización no homogéneos con dicho dispositivo y su análisis mediante un polarizador lineal. En el Capítulo 3 se describen las superficies de prueba utilizadas en este estudio, algunos resultados obtenidos al implementar la técnica DIC convencional, y el montaje experimental propuesto. En el Capítulo 4 se presenta un modelo de ajuste del grado de coherencia que parte del análisis polarimétrico de una superficie plana de referencia. A partir de dicho modelo, se presentan los resultados de medición sobre las cuatro superficies de prueba. Finalmente, en el Capítulo 5 se presentan las conclusiones respecto a las aportaciones de este trabajo y se discute trabajo a futuro a partir de dichas conclusiones.

Objetivo general

Emplear un análisis polarimétrico en un montaje de interferometría por contraste diferencial, con campos vectoriales cilíndricos, para la determinación de dimensiones de un objeto. Analizar además las variaciones de contraste provenientes de distintos materiales que componen un objeto de prueba.

Justificación e impacto

La caracterización de materiales mediante análisis de imágenes frecuentemente se interpreta como un problema de detección de forma. Por ello, una gran cantidad de técnicas se orientan a la determinación de dimensiones y solo unas cuantas a la determinación de características locales, como la rugosidad. La identificación de uno o varios materiales que componen un objeto quedan fuera del alcance de estas técnicas. Esto se debe a que los experimentos de interferencia, que son muy comunes para estas aplicaciones, hacen uso de la diferencia de camino óptico entre dos haces solo para generar franjas. Incluso, variantes de estos montajes

requieren capturas relacionadas con estéreo visión, mejorando la resolución sin ofrecer mayor información sobre otras características.

Otra manera de aprovechar la información que brinda la diferencia de camino óptico entre dos haces es controlando los estados de polarización. La diferencia de camino óptico entre dos haces ortogonalmente polarizados brinda información sobre el área de una muestra atravesada, calculada mediante el grado complejo de coherencia. El análisis en este caso es polarimétrico, y no de intensidad. La ventaja de una técnica como ésta es que la diferencia de camino óptico no sólo depende de la característica de grosor de un área atravesada, sino también de su índice de refracción. De esta forma, sería posible identificar distintos materiales que componen una muestra, además de su distribución superficial.

Una técnica como la recién descrita es la utilizada en microscopía DIC en reflexión, la cual ha sido explotada principalmente para determinación de la superficie de muestras microscópicas. Basándonos en la relación del grado complejo de coherencia con la diferencia de camino óptico en el montaje de microscopía DIC, y en la dependencia del contraste con el material de la muestra atravesada, se propone un análisis polarimétrico al hacer interferir dos haces vectoriales cilíndricos, con polarizaciones ortogonales entre sí. En la revisión bibliográfica del estado del arte sobre la polarimetría para fines de metrología y discriminación de superficies, no se ha propuesto un estudio que utilice haces vectoriales cilíndricos en un montaje interferométrico. Es de interés explotar las ventajas de la polarización para fines de metrología y discriminación, puesto que una vez capturadas las imágenes relacionadas con los parámetros de Stokes, el proceso de cálculo de superficie resultante es directo, en comparación con la mayoría de las técnicas de interferometría que requieren de varios procesos.

Este trabajo comprende la generación de campos vectoriales con un SLM y la implementación del interferómetro, que con dichos haces se ha utilizado para análisis de superficies. Por ello, dos aportaciones importantes resultan de este proyecto, ya que se define un procedimiento de caracterización y de uso de un modulador espacial de luz nemático de giro helicoidal, además de la generación del modelo fenomenológico que parte de un análisis polarimétrico.

1. Marco Teórico

1.1. Introducción

Este trabajo aborda la polarización para la discriminación de materiales y para la determinación del perfil de una superficie bajo la técnica de contraste diferencial interferencial. Por ello, en este capítulo se presentan los conceptos relacionados con polarimetría; como los parámetros de Stokes y el grado de polarización, se describe la microscopía DIC y el funcionamiento de un modulador espacial de luz, dispositivo utilizado para manipular la polarización. Estos conceptos y bases teóricas son retomados en los siguientes capítulos para la implementación del montaje y desarrollo de los experimentos.

1.2. Polarización de la luz

La luz es una onda electromagnética transversal caracterizada completamente por su intensidad, longitud de onda y polarización [27]. La intensidad de la luz es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico, la longitud de onda define el periodo espacial y la polarización describe la orientación de las ondas de luz al propagarse por el espacio. De estas características, la polarización representa la naturaleza vectorial de la luz [28], la cual es indetectable por el ojo humano o por sensores de visión convencionales, que son insensibles a la polarización [29]. Por ello, esta propiedad de la luz se detecta mediante polarimetría, realizando una serie de mediciones de intensidad de un haz que atraviesa un elemento analizador de polarización, como un polarizador lineal. Como resultado, es posible detectar la dirección de oscilación del vector de campo eléctrico en un haz linealmente polarizado, la helicidad de un haz circularmente polarizado o los parámetros de un haz elípticamente polarizado [30].

1.2.1. Polarimetría

La interacción de la luz con la materia, ya sea por reflexión, transmisión o dispersión, provoca cambios en la polarización que dependen de las características de la superficie con la que

se interactúa. En consecuencia, el análisis de la polarización ofrece información respecto a la forma y materiales que conforman un objeto, identificando el índice de refracción, la dispersión y la normal a la superficie [29]. De esta forma, la polarimetría en imágenes ofrece la posibilidad de mejora en áreas de la metrología óptica, ya que provee información altamente no correlacionada con imágenes espectrales y de intensidad [31].

Las imágenes polarimétricas son útiles para clasificación de materiales e identificación de objetos de interés [32], por lo que son utilizadas en sensado remoto, microscopía y monitoreo industrial [31], aplicaciones militares [32], estudios meteorológicos [33], astronomía [34], diagnóstico médico [35], aplicaciones de biología marina [36] y reconocimiento facial [37].

La transformación del estado de polarización incidente al resultante de la interacción entre luz y materia es comúnmente descrito por cálculo de Jones o por cálculo de Mueller [38]. En las matrices de Jones, la polarización se representa con vectores de dos componentes, que describen a los campos horizontal y vertical, y con matrices de 2×2 componentes, que describen a los elementos polarizantes. La característica principal de este tratamiento matemático es que considera que la luz se encuentra completamente polarizada [27]. Por otra parte, en el cálculo de Mueller, los vectores de Stokes son utilizados para describir el estado de polarización de un haz de luz, y las matrices de Mueller describen a los elementos polarizantes. Este formalismo contiene en sus elementos a todas las propiedades de polarización: diatenuación, retardo, depolarización y forma, la cual puede ser lineal, circular o elíptica [39], por lo que ofrece una caracterización completa de mediciones polarimétricas.

En la captura de imágenes polarimétricas de forma pasiva, resulta conveniente la representación de la información polarimétrica a través de los vectores de Stokes, definidos en términos de la intensidad promediada en el tiempo. Al utilizar dicha representación, es posible calcular distintas propiedades de polarización de los haces de luz, las cuales ofrecen información para la interpretación de las características de una superficie [39].

1.2.2. Parámetros de Stokes y Grado de Polarización

Las bases del estudio de la polarimetría fueron propuestas por George Stokes, en 1852, mediante un modelo matemático para representar tanto a la luz polarizada como a la no polarizada en términos de cantidades observables [29]. En dicha representación, la polarización de la luz es caracterizada por la relación entre el promedio temporal de la magnitud y la fase de dos componentes de campo eléctrico ortogonales e independientes [32], como se observa en la Ec. (1.1)

$$S = \begin{bmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle \\ \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle \\ \langle 2 E_x E_y \cos \delta \rangle \\ \langle 2 E_x E_y \sin \delta \rangle \end{bmatrix}. \quad (1.1)$$

El parámetro s_0 es la intensidad total del haz de luz, s_1, s_2 y s_3 definen el estado de polarización de la luz, y $\delta = \delta_y - \delta_x$ es la diferencia de fase entre las componentes del campo eléctrico E_x y E_y . El parámetro s_1 describe a las polarizaciones horizontal y vertical, s_2 a las componentes a $\pm 45^\circ$ respecto a la horizontal y s_3 indica la porción de polarización circular en el campo [40, 41]. De esta forma, el vector de Stokes queda definido como 4 parámetros que relacionan 6 mediciones de intensidad, colocando un polarizador al frente de un detector [39]

$$S = \begin{bmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_H + P_V \\ P_H - P_V \\ P_{45} - P_{135} \\ P_R - P_L \end{bmatrix}. \quad (1.2)$$

De la Ec. (1.2), las mediciones de intensidad están dadas en W/m^2 , y representan

P_H polarizador lineal en posición horizontal (0° respecto a la horizontal)

P_V polarizador lineal en posición vertical (90° respecto a la horizontal)

P_{45} polarizador lineal a 45° respecto a la horizontal

P_{135} polarizador lineal a 135° respecto a la horizontal

P_R polarizador circular derecho

P_L polarizador circular izquierdo

De estos parámetros se puede establecer que

$$s_0^2 \geq s_1^2 + s_2^2 + s_3^2, \quad (1.3)$$

ya que esta representación considera la depolarización de la luz. Además, a partir de un vector de Stokes es posible calcular la fracción de intensidad atribuible a luz polarizada mediante el Grado de Polarización (DoP , por sus siglas en inglés), calcular el flujo, la elipticidad y la orientación del eje mayor [27].

El Flujo es equivalente al parámetro s_0 . El Grado de Polarización se expresa matemáticamente como

$$DoP = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0}. \quad (1.4)$$

La elipticidad e se calcula como

$$e = \frac{s_3}{s_0 + \sqrt{s_1^2 + s_2^2}}, \quad (1.5)$$

y representa la relación entre los ejes de la elipse de polarización del campo eléctrico, tomando un valor de 0 para luz polarizada linealmente y de 1 para luz polarizada circularmente. Adicionalmente, la orientación del eje mayor de la elipse se determina como

$$\eta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{s_2}{s_1} \right). \quad (1.6)$$

Dependiendo del montaje para polarimetría de imágenes, estos parámetros son útiles para la caracterización de una superficie. En el caso de la microscopía de contraste diferencial interferencial, el grado de polarización ofrece información acerca del índice de refracción y del grosor de una muestra. El funcionamiento de esta técnica de microscopía se describe a continuación.

1.3. Microscopía de contraste diferencial interferencial

La microscopía de contraste diferencial interferencial es un método para visualización de variaciones de camino óptico en especímenes microscópicos, desarrollada por Georges Nomarski en la década de 1950 [42]. Un microscopio DIC consiste en un interferómetro de desplazamiento de frente de onda basado en polarización que convierte los gradientes de camino óptico de una muestra en diferencias de amplitud, generando imágenes de contraste para objetos transparentes [43, 44].

La Fig. 1.1 muestra el diagrama de un microscopio DIC en transmisión [45]. Comenzando desde la parte inferior del diagrama, la luz emitida por una lámpara atraviesa un polarizador, y el haz de luz polarizado incide sobre un prisma Wollaston. Este prisma divide al haz incidente en dos haces que viajan juntos pero en direcciones ligeramente distintas, vibrando perpendicularmente entre sí. Los haces se cruzan en el plano focal al frente del condensador, viajando de forma paralela y con una ligera diferencia de trayectoria. La distancia entre ambos

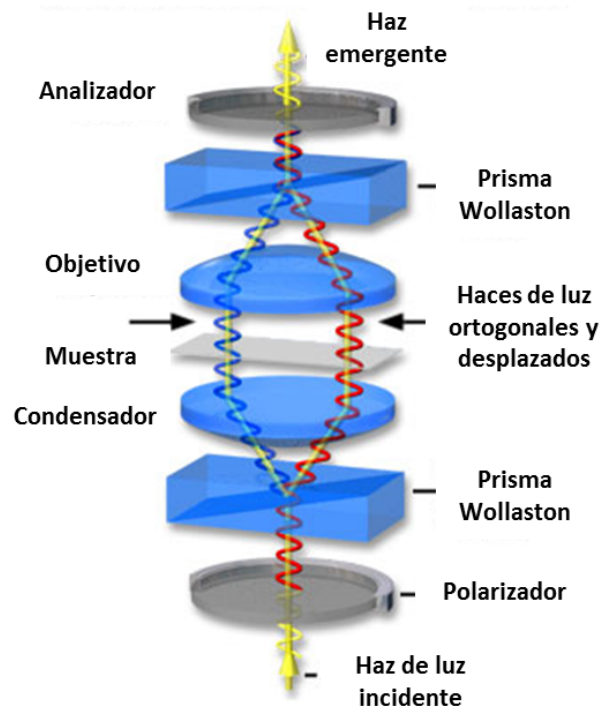


Figura 1.1.: Diagrama de un microscopio DIC en transmisión (tomado de [45]).

haces es menor a la profundidad de campo del objetivo y dado que poseen polarizaciones ortogonales entre sí, son incapaces de generar franjas de interferencia. Ambos haces atraviesan una muestra y sus caminos ópticos son alterados de acuerdo a las variaciones de grosor, las pendientes y los índices de refracción que perciben de forma independiente. A continuación, ambos haces atraviesan el objetivo y son enfocados en otro prisma Wollaston, que elimina el desplazamiento lateral y la diferencia de trayectoria original. De esta forma, la diferencia de camino óptico entre ambos haces se debe únicamente a las áreas que fueron atravesadas en la muestra, y se visualiza como diferencias de intensidad al traer al mismo plano el haz que sale del prisma Wollaston, utilizando un polarizador lineal como analizador. El haz que emerge contiene una imagen con distribución de intensidades claras y oscuras que despliegan un perfil pseudo tridimensional de la muestra.

Especímenes vivos o teñidos, los cuales generan imágenes deficientes bajo iluminación de campo claro, pueden ser claramente observados mediante esta técnica óptica. Por ello, la importancia de la microscopía DIC en transmisión es que ofrece imágenes de contraste que permiten una inspección rápida de muestras transparentes sin necesidad de ser teñidas [42].

En esta técnica, la diferencia de camino óptico entre el par de haces está determinada por la diferencia de índice de refracción percibida (entre la muestra y el medio circundante) y por el grosor (distancia geométrica) que atraviesa un haz entre dos puntos del camino óptico.

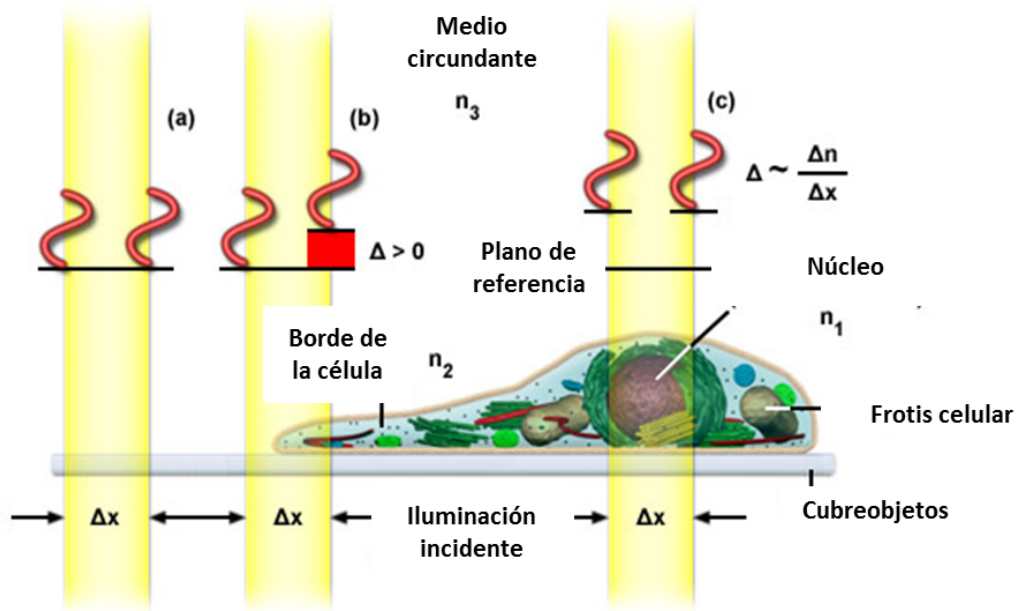


Figura 1.2.: Visualización de muestras delgadas y transparentes con microscopía DIC (tomado de [46]).

De esta manera, un par de haces separados longitudinalmente por una distancia Δx pueden conservar diferencias de camino óptico Δ tanto detectables como nulas al atravesar un frotis celular como el de la Fig. 1.2 [46]. Como se observa en la Fig. 1.2(a), ambos haces atraviesan distintos puntos del cubreobjetos sin muestra, por lo que permanecen en fase y $\Delta = 0$. En la Fig. 1.2(b), el haz de la izquierda atraviesa únicamente al cubreobjetos, mientras que el de la derecha atraviesa el borde de la célula, percibiendo una diferencia de índice de refracción y de grosor, por lo que $\Delta > 0$. En la Fig. 1.2(c), ambos haces atraviesan el núcleo de la célula, donde perciben un grosor e índice de refracción similar, por lo que ambos haces transmitidos permanecen en fase.

A esto se debe la apariencia pseudo tridimensional de las muestras en la microscopía DIC en transmisión. La altura de bordes y una apariencia tridimensional se puede obtener en el modo reflectivo, trabajando con muestras altamente reflectivas. La Fig. 1.3 muestra el diagrama de un microscopio DIC en reflexión [47], donde la separación y recombinación de haces se realizan en el mismo prisma Wollaston, al agregar un divisor de haz no polarizador al montaje.

Como se observa en la Fig. 1.3, el proceso de obtención de contraste es similar a la técnica DIC en transmisión. Comenzando del lado derecho, un haz linealmente polarizado a 45° respecto a la horizontal incide sobre un divisor de haz no polarizador y es redirigido hacia el prisma Wollaston. A la salida de este prisma se obtienen dos haces linealmente polarizados

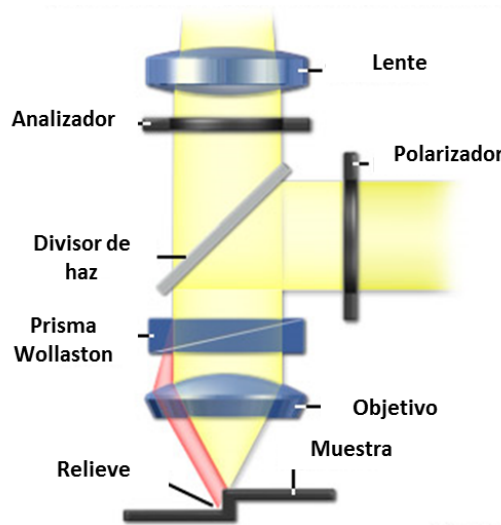


Figura 1.3.: Diagrama de un microscopio DIC en reflexión (tomado de [47]).

y ortogonales entre sí, conservando una pequeña diferencia de camino óptico. Los haces son enfocados sobre una muestra reflectiva y en este caso, dependiendo de la reflectividad y de la diferencia de profundidad entre las áreas de la muestra, una diferencia de camino óptico se acumula entre ambos haces. La reflexión de éstos pasa de nuevo por el objetivo, y en el prisma Wollaston se compensa la diferencia de camino óptico inicial y se recombinan ambos haces. La luz es entonces dirigida hacia un analizador, donde las diferencias de camino óptico son observadas como niveles de gris en la imagen.

Esta técnica es útil en aplicaciones industriales como en la medición del recubrimiento de obleas semiconductoras y en el estudio de la rugosidad superficial en la capa de pasivación, al destacar los bordes presentes en una imagen [42]. El intervalo de profundidades detectable está limitado por la longitud de coherencia de la fuente de luz. Considerando que la luz viaja hacia la muestra y de regreso hacia el analizador, la detección de profundidad está limitada por la mitad de la longitud de coherencia de la fuente utilizada. La diferencia de camino óptico Δ entre dos componentes ortogonalmente polarizadas, utilizando luz con una longitud de coherencia finita, está dada por el módulo del grado de coherencia $|\gamma_{12}|$ [16], que se puede calcular a través de los parámetros de Stokes.

1.3.1. Grado de coherencia

Considerando un experimento de interferencia entre los campos eléctricos $\bar{E}_1$ y $\bar{E}_2$, la intensidad, expresada como un promedio temporal, se define como [48]

$$I = \langle |\bar{E}_1|^2 \rangle + \langle |\bar{E}_2|^2 \rangle + 2 \langle \text{Re} (\bar{E}_1 \cdot \bar{E}_2^*) \rangle. \quad (1.7)$$

Si los campos $\bar{E}_1$ y $\bar{E}_2$ poseen la misma polarización, la Ec. (1.7) se puede reescribir como

$$I = I_1 + I_2 + 2 \text{Re} \langle E_1 E_2^* \rangle, \quad (1.8)$$

donde $I_1 = \langle |\bar{E}_1|^2 \rangle$ y $I_2 = \langle |\bar{E}_2|^2 \rangle$. Considerando el par de brazos de un interferómetro, si el campo $\bar{E}_1$ toma un tiempo t en viajar por un camino óptico, y el campo $\bar{E}_2$ toma un tiempo $t + \tau$, el término de interferencia de la Ec.(1.8) se puede reescribir como $2 \text{Re} \Gamma_{12}(\tau)$, donde

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle E_1(t) E_2^*(t + \tau) \rangle, \quad (1.9)$$

y representa la función de coherencia mutua, que correlaciona a los campos $\bar{E}_1$ y $\bar{E}_2$. Si ambos campos son iguales pero se conserva la diferencia en tiempo τ , entonces se pueden obtener las funciones de autocorrelación

$$\Gamma_{11}(\tau) = \langle E_1(t) E_1^*(t + \tau) \rangle, \quad (1.10)$$

y

$$\Gamma_{22}(\tau) = \langle E_2(t) E_2^*(t + \tau) \rangle. \quad (1.11)$$

Dado que $\Gamma_{11}(0) = I_1$ y $\Gamma_{22}(0) = I_2$, la Ec.(1.8) se puede reescribir en forma normalizada a través de funciones de correlación como

$$\gamma_{12} = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0) \Gamma_{22}(0)}} = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1 I_2}}, \quad (1.12)$$

que expresa la función de grado de coherencia.

De esta forma, la intensidad de la Ec.(1.8) también puede ser expresada como

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \text{Re} [\gamma_{12}(\tau)], \quad (1.13)$$

donde se observa que el grado de coherencia está relacionado con la visibilidad de las franjas en un patrón de interferencia. Al calcular la visibilidad $\mathcal{V}$ en los casos de intensidad máxima

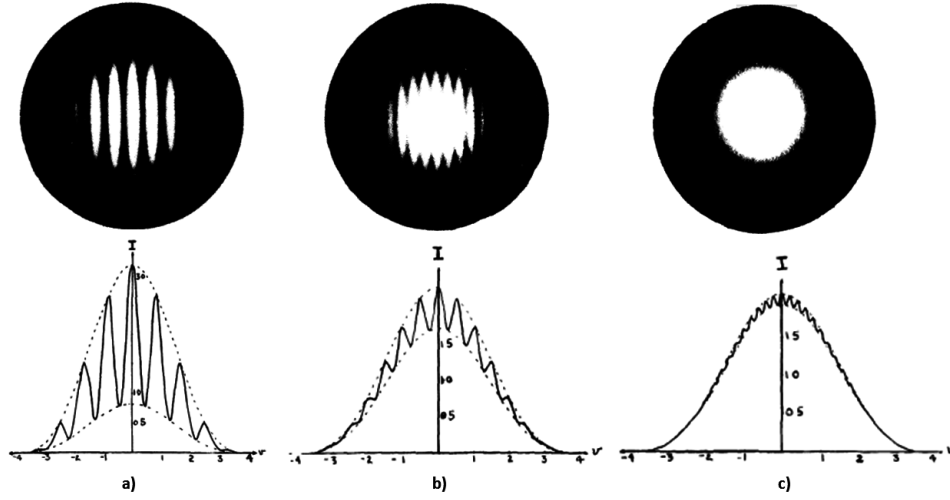


Figura 1.4.: Curvas representando el grado de coherencia, casos donde la distancia entre las fuentes es a) pequeña respecto a la longitud de coherencia, b) cercana a la longitud de coherencia y c) mayor que la longitud de coherencia (tomado de [49]).

$I_{m\acute{a}x} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|$, e intensidad mínima $I_{m\acute{i}n} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|$, se tiene

$$\mathcal{V} = \frac{I_{m\acute{a}x} - I_{m\acute{i}n}}{I_{m\acute{a}x} + I_{m\acute{i}n}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)|}{I_1 + I_2}. \quad (1.14)$$

Sustituyendo en el caso donde $I_1 = I_2$

$$\mathcal{V} = |\gamma_{12}(\tau)|, \quad (1.15)$$

por lo que la visibilidad de las franjas en la interferencia de haces con la misma polarización es el módulo del grado de coherencia.

En general, la función γ_{12} es una función compleja de τ , y en términos de $|\gamma_{12}|$, se tienen los siguientes tipos de coherencia

$$\begin{aligned} |\gamma_{12}| &= 1 && \text{completa coherencia} \\ 0 < |\gamma_{12}| &< 1 && \text{coherencia parcial} \\ |\gamma_{12}| &= 0 && \text{completa incoherencia} \end{aligned}$$

En un experimento de interferencia bajo las condiciones descritas, las franjas presentes poseen alta visibilidad mientras la distancia entre ambas fuentes puntuales es pequeña, al alejarse ambas fuentes, la visibilidad de las franjas disminuye, como es visto en la Fig. 1.4 [49].

La microscopía DIC genera interferencia con franjas de visibilidad nula, por lo que la curva

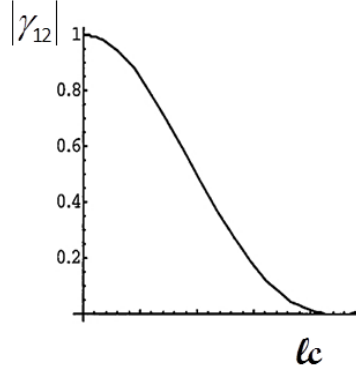


Figura 1.5.: Curva del grado de coherencia.

del grado de coherencia es similar a la de la Fig. 1.4 (c). En este caso, sigue siendo importante conservar la longitud de coherencia, ya que equivale a la máxima diferencia de camino óptico detectable. En la Fig. 1.5 se muestra la curva del grado de coherencia, donde la curva cruza en el eje horizontal a una distancia equivalente a la longitud de coherencia lc de la fuente y la conversión de $|\gamma_{12}|$ a diferencias de profundidad sobre una superficie, bajo la técnica DIC en reflexión, se realiza a partir de esta curva.

El valor de $|\gamma_{12}|$ queda determinado por los parámetros de Stokes, normalizados respecto a la intensidad total s_0 mediante la expresión [16]

$$|\gamma_{12}| = \sqrt{\frac{p_2^2 + p_3^2}{1 - p_1^2}}, \quad (1.16)$$

donde

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{s_1}{s_0}, \\ p_2 &= \frac{s_2}{s_0}, \\ p_3 &= \frac{s_3}{s_0}. \end{aligned} \quad (1.17)$$

La conversión de una imagen de contraste a diferencias de profundidad se da calibrando respecto a una superficie de referencia, y la precisión de las profundidades medidas depende de la precisión con la que se conoce $|\gamma_{12}|$ y de la profundidad de color de la cámara utilizada.

Como se ha descrito, la técnica DIC utiliza haces con estados de polarización homogéneos y ortogonales entre sí. Este trabajo propone el uso de haces con distribución de polarización no homogénea, como se presenta en el capítulo 3. La generación de estos estados de polarización se propone a través de un modulador espacial de luz, dispositivo que es descrito a

continuación.

1.4. El modulador espacial de luz

Un modulador espacial de luz es un dispositivo utilizado para modular amplitud, fase o polarización de las ondas de luz en el espacio y el tiempo [50]. Estos dispositivos se fabrican ya sea utilizando un sistema óptico microelectromecánico o tecnología de cristal líquido (LCD, por sus siglas en inglés). De este par de sistemas, el cristal líquido representa la mejor opción para modular la polarización de un frente de onda [51]. El cristal líquido es un material ópticamente transparente que posee propiedades físicas tanto de un sólido como de un líquido. Se utiliza por su anisotropía óptica y eléctrica; una capa de cristal líquido puede ser descrita como un material birrefringente. Un SLM de LCD posee un área de modulación formada por una capa de cristal líquido cuyas moléculas cambian su orientación en presencia de un campo eléctrico externo, inducido mediante electrodos internos [52]. Estas moléculas poseen una forma de elipse, con un amplio eje mayor que exhibe simetría circular en cualquier plano transversal. La dirección de este eje mayor es llamada director, y la organización espacial de las moléculas define el tipo de cristal líquido [53].

Los moduladores pueden trabajar en modo de transmisión o en modo reflectivo. La Fig. 1.6 muestra la estructura de un modulador espacial de luz reflectivo. La luz atraviesa la placa de vidrio y la superficie de los electrodos que rodean al cristal líquido, en dos extremos, hasta llegar al espejo y retornar pasando por los mismos medios. Un SLM consiste en un arreglo 2D de pixeles controlados individualmente, cuyos cambios de birrefringencia son controlados mediante voltaje. En este trabajo, se utiliza al SLM como rotador variable de polarización, para generar así una distribución de polarización no homogénea.

Con base en el orden que poseen las moléculas de cristal líquido, se clasifican en 3 tipos de fases; fase nemática, fase esméctica y fase colestérica, mostradas en la Fig. 1.7 [54]. En la fase nemática, Fig. 1.7 (a), todas las moléculas están orientadas en la misma dirección, sin embargo, no existe una alineación vertical u horizontal. La fase esméctica, Fig. 1.7 (b), se caracteriza por poseer sólo moléculas que tienen su eje de simetría con la misma orientación, alineadas a lo largo de una misma dirección. Por último, la fase colestérica, Fig. 1.7 (c), se caracteriza por estar compuesta de muchas capas nemáticas, cada una con una orientación molecular distinta [55].

Por su orientación, las moléculas pueden presentar alineado paralelo, alineado vertical o giro helicoidal (TN, por sus siglas en inglés). En los casos de alineado paralelo o vertical, las capas de cristal líquido están alineadas de forma paralela entre sí, por lo que las moléculas poseen

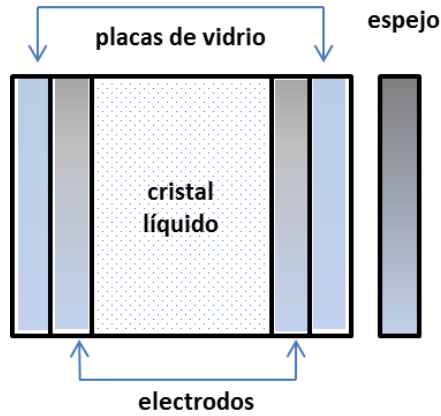


Figura 1.6.: Composición del TN-SLM reflectivo.

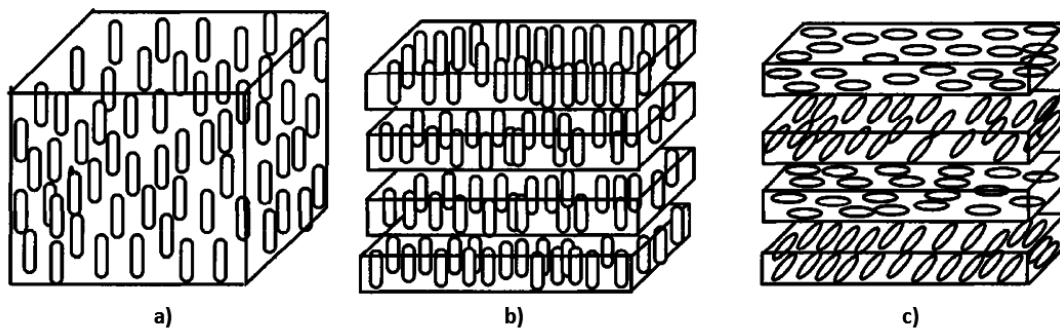


Figura 1.7.: Fases de la distribución de moléculas en el cristal líquido, a) fase nemática, b) fase esméctica y c) fase colestérica (tomado de [49]).

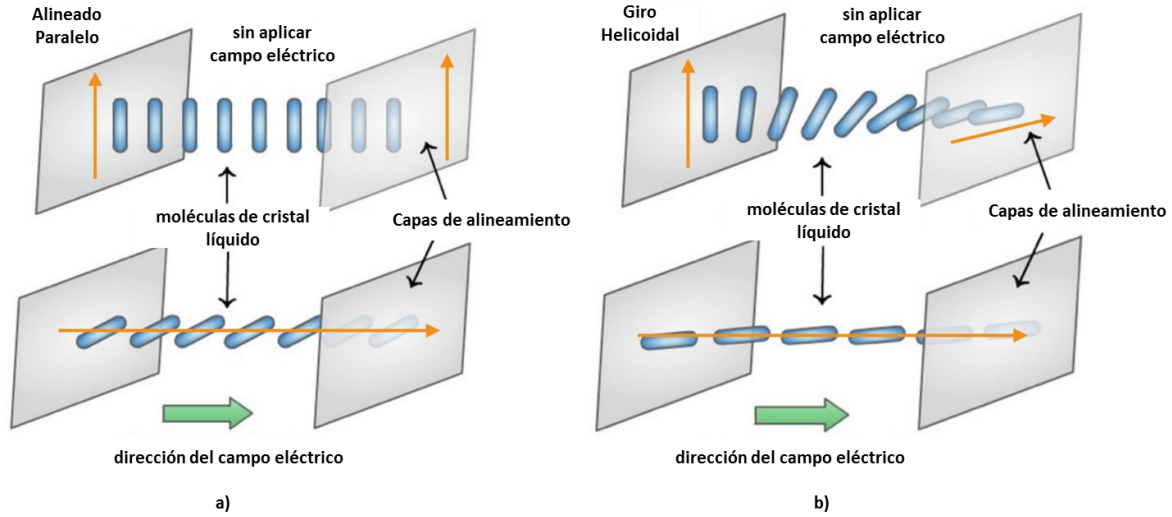


Figura 1.8.: Clasificación de las moléculas de cristal líquido por su orientación, a) alineado paralelo y b) giro helicoidal.

la misma orientación. En el caso de giro helicoidal, la orientación de las moléculas difiere típicamente 90° de la parte superior a la inferior del cristal líquido, ordenada con forma de hélice [50]. Los casos de alineado paralelo y de giro helicoidal son mostrados en las Fig. 1.8 (a) y (b), donde la parte superior indica el comportamiento en ausencia de campo eléctrico, y la parte inferior muestra el cambio al aplicar campo eléctrico entre las capas del cristal líquido.

En presencia de campo eléctrico, las moléculas se inclinan en la dirección de transmisión del haz de luz para alinearse respecto a este campo, como se observa en la Fig. 1.8 (a). Debido a la birrefringencia del cristal líquido, el haz de luz es modulado en fase con base en la orientación relativa entre las moléculas de cristal líquido y el campo eléctrico. En la Fig. 1.8 (b), se ilustra el comportamiento de las moléculas de cristal líquido de giro helicoidal. En este modulador también es posible variar la fase, debido a la inclinación de las moléculas. Además, el arreglo de las moléculas en forma de hélice causa que la polarización de la luz gire al propagarse; por lo que el eje de polarización del haz emergente es perpendicular respecto a uno incidente.

Dada su disponibilidad hace algunos años, los moduladores de giro helicoidal representaban una opción accesible, por lo que en la actualidad se encuentran disponibles en una gran cantidad de laboratorios. En este trabajo se emplea un modulador espacial de luz nemático de giro helicoidal (TN-SLM, por sus siglas en inglés).

1.4.1. El modulador espacial de luz nemático de giro helicoidal

La magnitud del cambio en polarización de un cristal líquido nemático depende de la intensidad de campo eléctrico aplicado. Al controlar el voltaje aplicado a la capa de cristal líquido en cada celda correspondiente a un pixel, la luz pasa en distintas cantidades. Por ello, el comportamiento de un modulador se describe a través de un modelo de transmitancia de las celdas de cristal líquido. La matriz de Jones de una celda de cristal líquido en un TN-SLM depende de los parámetros físicos de ángulo de giro α , orientación frontal del director ψ y birrefringencia β , y es expresada como

$$M_{TN-SLM} = e^{-i\phi} \begin{pmatrix} f - i \cdot g & h - i \cdot j \\ -h - i \cdot j & f + i \cdot g \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

donde se satisface $f^2 + g^2 + h^2 + j^2 = 1$. Estas cuatro variables pueden ser calculadas a partir de los parámetros físicos de la celda de cristal líquido como

$$f = \cos\gamma \cos\alpha + \frac{\alpha}{\gamma} \sin\gamma \sin\alpha, \quad (1.19)$$

$$g = \frac{\beta}{\gamma} \sin\gamma \cos(2\psi - \alpha), \quad (1.20)$$

$$h = \cos\gamma \sin\alpha - \frac{\alpha}{\gamma} \sin\gamma \cos\alpha, \quad (1.21)$$

$$j = \frac{\beta}{\gamma} \sin\gamma \sin(2\psi - \alpha), \quad (1.22)$$

donde $\gamma = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$, la birrefringencia β se calcula a partir del grosor de la celda d , los índices de refracción ordinario η_o y extraordinario η_e , y de la longitud de onda del campo incidente λ como

$$\beta = (\eta_e - \eta_o) \frac{\pi d}{\lambda}, \quad (1.23)$$

mientras que el desplazamiento de fase ϕ se obtiene con la expresión

$$\phi = (\eta_e - \eta_o) \frac{\pi d}{\lambda}. \quad (1.24)$$

El factor de fase $e^{-i\phi}$ puede ser omitido en varias aplicaciones. Para algunos moduladores

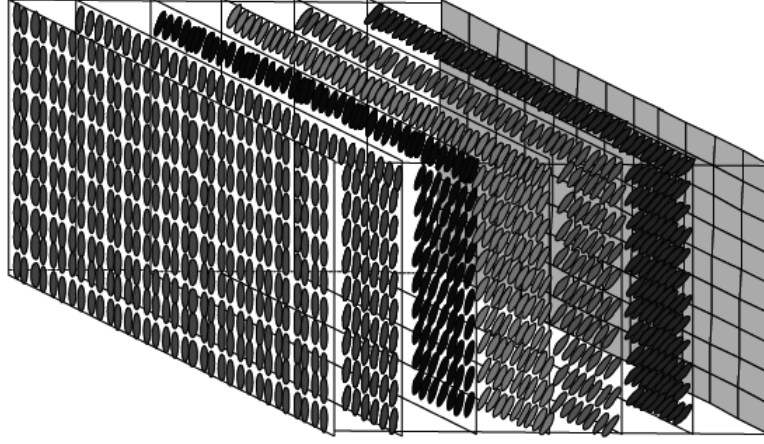


Figura 1.9.: Múltiples capas de cristal líquido en el SLM de giro helicoidal (tomada de [52]).

comerciales de este tipo, los parámetros α , ψ y β no son proporcionados por el fabricante, por lo que deben ser estimados a partir de mediciones ópticas [50]. De esta manera, con el fin de simplificar la determinación de parámetros del modulador, han sido propuestos otros modelos del TN-SLM.

Como se muestra en la Fig. 1.9, el modulador espacial de luz nemático de giro helicoidal puede ser visto como una serie de capas de cristal líquido que individualmente representan una inclinación y un grado de giro respecto al arreglo helicoidal.

Así, se considera que la matriz de Jones de cada capa de cristal líquido corresponde a la de una placa retardadora, formando cierto ángulo entre su eje lento y el eje x . La capa k -ésima se describiría como

$$M_k = e^{-i\phi_0} R(-\varphi) M_0(\beta_e) R(\varphi), \quad (1.25)$$

$$\text{donde } M_0(\beta_e) = \begin{bmatrix} e^{i\beta_e} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta_e} \end{bmatrix}, \quad R(\varphi) = \begin{bmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \text{ y } \beta_e = (\eta_e - \eta_o) \frac{2\pi d}{\lambda}.$$

Las variables d , λ , η_e y η_o representan nuevamente al grosor de la capa de cristal líquido, la longitud de onda de la luz, el índice de refracción extraordinario y el ordinario, respectivamente. Desarrollando el producto de las matrices en la Ec. (1.25), se tiene

$$M_k = e^{-i\phi_0} \begin{bmatrix} a_1 e^{i\varphi_1} & a_2 e^{i\varphi_2} \\ -a_2 e^{-i\varphi_2} & a_1 e^{-i\varphi_1} \end{bmatrix}. \quad (1.26)$$

Considerando que la matriz de Jones total de N capas de cristal líquido estaría dada por $M_{in} = M_N M_{N-1} \dots M_2 M_1$, donde cada matriz de la operación posee la forma de la Ec. (1.26)

con distintas amplitudes y fases, M_{in} tendría entonces la forma

$$M_{in} = e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} A_1 e^{i\psi_1} & A_2 e^{i\psi_2} \\ -A_2 e^{-i\psi_2} & A_1 e^{-i\psi_1} \end{bmatrix}. \quad (1.27)$$

Considerando en específico un modelo de TN-SLM que trabaja en modo reflectivo, la luz viajaría de regreso a través de las capas de cristal líquido, describiendo su comportamiento como $M_{out} = M_1 M_2 \dots M_{N-1} M_N$, lo que indica que $M_{out} = (M_{in})^t$. De esta forma, la matriz de Jones final del TN-SLM estaría dada por

$$M_{TN-SLM} = e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} a_1 e^{i\phi_1} & ia_2 \\ ia_2 & a_1 e^{-i\phi_1} \end{bmatrix}, \quad (1.28)$$

con amplitudes y fases redefinidas.

La importancia del modelo presentado en la Ec.(1.28) es que caracteriza el comportamiento del modulador evitando la búsqueda de los parámetros físicos del cristal líquido. A partir de este modelo es posible, utilizando un par de polarizadores y un sensor de potencia óptica, describir el comportamiento del TN-SLM ante incidencia de un haz con distintos estados de polarización. Esta descripción de comportamiento consiste en la caracterización del TN-SLM, que en este caso se utiliza para conocer cómo rota un estado de polarización incidente. En el apéndice 1 se describe la caracterización del TN-SLM bajo incidencia de polarización lineal, procedimiento propuesto por Ruiz-Corona y Arrizon-Peña [52].

2. Haces vectoriales. Teoría y generación

2.1. Introducción

Los estados de polarización utilizados por la microscopía DIC poseen una distribución homogénea, donde localmente todas las ondas mantienen el mismo estado de polarización. En la actualidad, el control del estado local de polarización de un frente de onda es un tema de estudio que atrae gran interés por sus aplicaciones en escala nanométrica. Estos haces con estado de polarización no homogéneo son conocidos como haces vectoriales cilíndricos, y en este trabajo se exploran en la técnica de DIC.

Este capítulo presenta la teoría sobre los haces vectoriales cilíndricos, el formalismo matemático que nos facilita su generación mediante un TN-SLM, la caracterización del modulador espacial de luz como rotador de polarización y la comprobación de los haces diseñados.

2.2. Haces vectoriales cilíndricos

Los haces vectoriales cilíndricos poseen modulación espacial de la polarización [21], y su característica principal es que poseen simetría axial tanto en amplitud como en fase [22]. Dicha simetría da lugar a propiedades especiales cuando son enfocados con alta apertura numérica, con impacto en aplicaciones en escala nanométrica en la óptica, para la manipulación de haces o captura de imágenes [23]. Ejemplos de estas aplicaciones son las pinzas ópticas, corte de metales y microscopía óptica de barrido [24]. Estos haces pueden ser generados de forma activa, creando una polarización determinada dentro de la cavidad del láser, o de forma pasiva, convirtiendo la polarización del haz una vez que sale de la cavidad [25].

Los haces vectoriales cilíndricos son soluciones vectoriales de las ecuaciones de Maxwell. En espacio libre, la solución en aproximación paraxial con dependencia armónica temporal se

obtiene partiendo de la ecuación escalar de Helmholtz, en coordenadas cartesianas. Dicha solución describe al campo eléctrico como

$$E(x, y, z, t) = u(x, y, z) e^{i(kz - \omega t)}, \quad (2.1)$$

donde $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda, y ω es la frecuencia angular. En coordenadas cilíndricas, esta expresión toma la forma general:

$$E(r, \phi, z, t) = u(r, \phi, z) e^{i(kz - \omega t)}. \quad (2.2)$$

Sustituyendo la Ec.(2.2) en la ecuación de Helmholtz $(\nabla^2 + k^2) E = 0$, y aplicando la aproximación de envolvente lenta se obtiene

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \phi^2} + 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (2.3)$$

Partiendo de la Ec. (2.3), la solución Laguerre-Gauss en modos LG_{pl} se puede obtener mediante separación de variables en r y ϕ [23]:

$$u(r, \phi, z) = E_0 \left(\sqrt{2} \frac{r}{\omega} \right) L_p^l \left(2 \frac{r^2}{\omega^2} \right) \frac{w_0}{w(z)} e^{(-i\varphi_{pl}(z))} e^{(i\frac{k}{2q(z)} r^2)} e^{il\phi}, \quad (2.4)$$

donde $L_p^l(x)$ es el polinomio de Laguerre que satisface la ecuación diferencial

$$x \frac{d^2 L_p^l}{dx^2} - (l + 1 - x) \frac{dL_p^l}{dx} + pL_p^l = 0,$$

y $\varphi_{pl}(z) = (2p + l + 1) \tan^{-1}(z/z_0)$ es la fase de Gouy. Para $l = p = 0$, la solución se reduce a un haz gaussiano. Para $l \neq 0$, el modo LG posee un término de fase de vórtice $e^{il\phi}$.

De esta manera, la Ec. (2.4) representa la solución de la ecuación escalar de Helmholtz, en una aproximación paraxial, que corresponde a un haz escalar o con distribución de polarización homogénea. Sin embargo, si se considera la ecuación de onda completa en forma vectorial para el campo eléctrico

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - k^2 \vec{E} = 0, \quad (2.5)$$

una solución vectorial axialmente simétrica, con el campo eléctrico alineado en la dirección azimutal tomaría la forma [23]

$$\vec{E}(r, z) = U(r, z) e^{i(kz - \omega t)} \vec{e}_\phi, \quad (2.6)$$

donde $U(r, z)$ satisface la expresión

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{U}{r^2} + 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (2.7)$$

La solución que sigue una simetría azimutal en polarización tiene la forma

$$U(r, z) = E_0 J_1 \left(\frac{\beta r}{1 + iz/z_0} \right) e^{\left(-\frac{i\beta^2 z/2k}{1 + iz/z_0} \right)} u(r, z), \quad (2.8)$$

donde $u(r, z)$ es

$$u(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{(-i\varphi(z))} e^{\left(i\frac{k}{2q(z)} r^2 \right)}, \quad (2.9)$$

representando la solución fundamental de forma gaussiana, y $J_1(x)$ es una función de Bessel de primer orden. En la Ec.(2.8), E_0 es una amplitud de campo eléctrico constante, $w(z)$ es el tamaño del haz, w_0 es el tamaño del haz por la cintura, $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ es la distancia de Rayleigh, $q(z) = z - iz_0$ es el parámetro complejo y $\varphi_{m,n}(z) = (m + n + 1) \tan^{-1}(z/z_0)$ es el desplazamiento de Gouy.

La Ec. (2.8) corresponde a una forma vectorial con polarización azimutal, y de forma similar, existe una solución de campo magnético transversal, dada por

$$\vec{H}(r, z) = -H_0 J_1 \left(\frac{\beta r}{1 + iz/z_0} \right) e^{\left(-\frac{i\beta^2 z/2k}{1 + iz/z_0} \right)} u(r, z) e^{i(kz - \omega t)} \vec{h}_\phi, \quad (2.10)$$

donde H_0 es una amplitud de campo magnético constante y $\vec{h}_\phi$ es el vector unitario en la dirección azimutal. A esta solución azimutal de campo magnético, le corresponde una solución de campo eléctrico alineada en la dirección radial.

Así es como los haces con polarizaciones radial y azimutal son ejemplos comunes de haces vectoriales cilíndricos, que se pueden generar codificando en un SLM patrones de fase Laguerre-Gauss [26]. Estos haces poseen una distribución de amplitud idéntica, mientras que la dirección de los estados de polarización local en cada punto son ortogonales entre sí. En la Fig. 2.1 se muestran las distribuciones de campo para las polarizaciones radial y azimutal.

Dado que este par de estados de polarización son ortogonales, la conversión de uno a otro, por ejemplo de radial a azimutal, se puede realizar mediante un rotador. Este rotador consiste

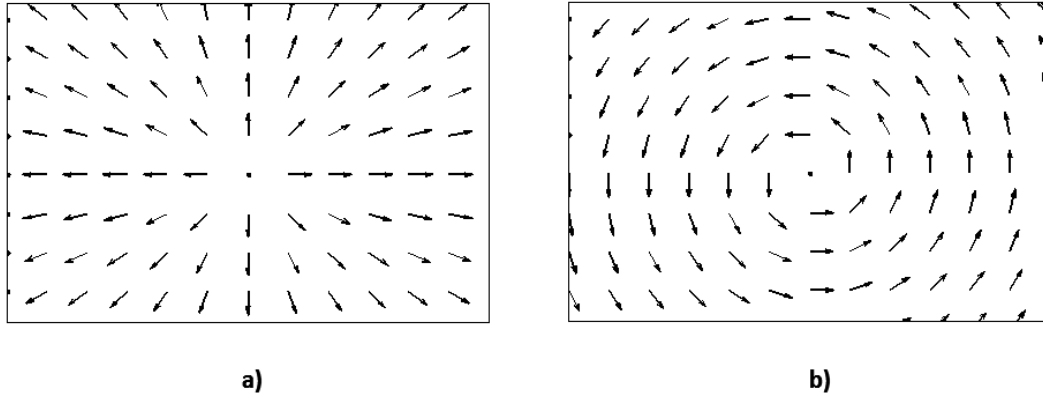


Figura 2.1.: Mapa de distribución de estados de polarización local para un haz, a) radial, b) azimutal.

en un par de placas retardadoras de media onda, Hwp_0 , a 0° , y Hwp_θ , con una rotación arbitraria θ [56]. Esto se describe usando matrices de Jones como

$$Hwp_0 \cdot Hwp_\theta = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{bmatrix},$$

$$Hwp_0 \cdot Hwp_\theta = \begin{bmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ -\sin(2\theta) & \cos(2\theta) \end{bmatrix}, \quad (2.11)$$

que es un rotador de polarización. Al proponer un valor de $\theta = 45^\circ$, la rotación final es de 90° .

Para comprobar la presencia de una distribución de polarización no homogénea, se utiliza un polarizador lineal como analizador. La Fig. 2.2 organiza por columnas una simulación del estado de polarización analizado, ya sea a $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ o 135° respecto a la horizontal. En la parte superior, Fig. 2.2 (a), se muestran los patrones esperados para la polarización radial, mientras que en la parte inferior, Fig. 2.2 (b), se muestran los relacionados con la polarización azimutal.

Al comparar la Fig. 2.1 (a) con la 2.2(a), y la Fig. 2.1 (b) con la 2.2 (b), es sencillo notar la relación entre las distribuciones de polarización y los patrones vistos a través de un analizador. La posición de los conos de oscuridad vistos en la Fig. 2.2 posee una inclinación relacionada con la presencia de estados de polarización ortogonales a la rotación del analizador. Por ejemplo, en el caso de la polarización radial, analizada a 0° respecto a la horizontal, los conos de oscuridad tienen una orientación vertical, que es justamente donde se localiza el estado

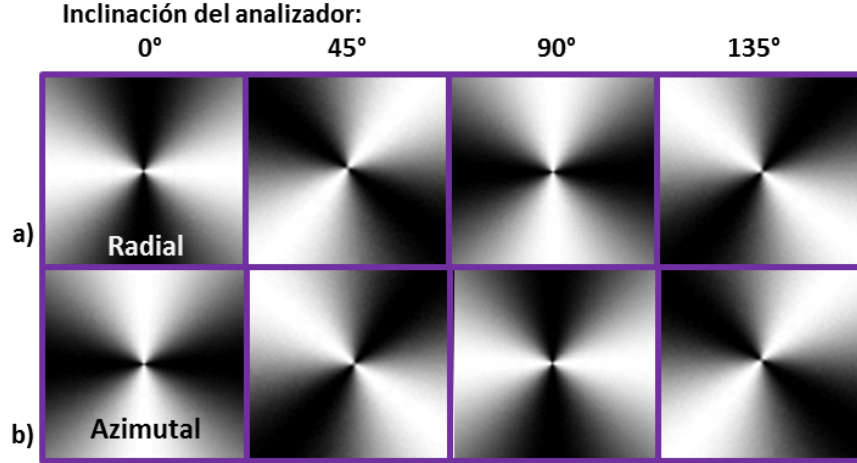


Figura 2.2.: Simulación de un analizador de patrones de polarización a) radial y b) azimutal.

de polarización lineal vertical. En este mismo caso, los conos de alto brillo están orientados en la misma dirección donde se encuentra la polarización lineal horizontal. Dado que las polarizaciones radial y azimutal son ortogonales entre sí, estos patrones de oscuridad y brillo también resultan serlo.

De esta manera es posible identificar la presencia de estados de polarización no homogéneos, midiendo además la intensidad al pasar por el polarizador, ya que en este caso la energía de cada componente lineal de polarización debe ser constante a través de los 360°.

Se han desarrollado técnicas pasivas para generación de este tipo de haces, utilizando sistemas interferométricos, polarizadores con patrones radiales, dispositivos de cristal líquido y elementos birrefringentes como las placas q [26]. En la actualidad, estos haces se han explorado con mayor interés debido al estudio de su generación mediante un modulador espacial de luz [26]. En este proyecto resulta atractivo trabajar con el SLM para generar estos haces de forma dinámica, evitando el costo de una placa que funcione específicamente para un patrón. A continuación se describe el proceso de control local de polarización utilizando un TN-SLM.

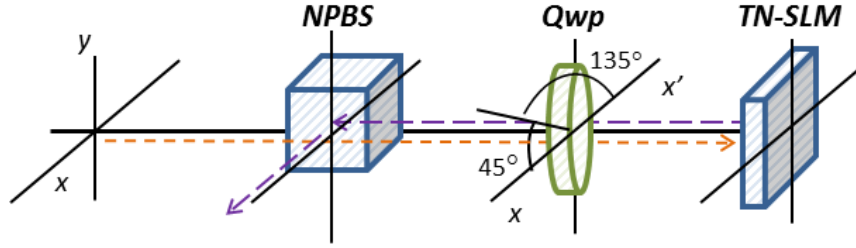
2.3. Diseño de haces con distribución de polarización no homogénea en un TN-SLM

El modelo del TN-SLM utilizado es LCR-2500 de Holoeye, sus características principales se presentan en la Tabla 2.1.

La resolución nominal del LCR-2500, los niveles de gris y el tamaño de pixel proporcionan

Tabla 2.1.: Características del modulador LCR-2500.

Característica	Especificación
Resolución nominal	1024 H $\times$ 768 V
Niveles de gris desplegados	256 (8 bits)
Dimensiones del arreglo de imagen	19.5 $\times$ 14.6 mm ²
Tamaño de pixel	19 μ m
Factor de llenado	> 93 %
Eficiencia de difracción	> 70 %

**Figura 2.3.:** Montaje experimental de un rotador de polarización utilizando el TN-SLM.

características para la generación de la imagen a desplegar en el modulador. Los niveles de gris indican la cuantización de la fase calculada localmente para cada pixel, donde se considera al tamaño de pixel en las operaciones que involucren a las coordenadas (x, y) sobre la imagen. Las dimensiones del arreglo de imagen, el factor de llenado y la eficiencia de difracción proveen información importante en la implementación del montaje experimental. De esta manera, se determina el diámetro del haz colimado que incide en el modulador y se conoce la pérdida de intensidad de luz que resulta de dicha interacción.

Se elige el arreglo experimental de rotador de polarización para trabajar con este modulador. Su implementación requiere la consideración de los parámetros físicos del TN-SLM, por lo que su caracterización y justificación matemática de su desempeño como rotador de polarización son presentados.

2.3.1. Caracterización del TN-SLM como rotador de polarización

El arreglo del TN-SLM como rotador de polarización se presenta en la Fig. 2.3. Además del TN-SLM, este arreglo experimental se compone de un divisor de haz no polarizador (NPBS, por sus siglas en inglés) y de una placa retardadora de cuarto de onda (Qwp).

Un haz de luz que ha sido expandido y colimado, con polarización lineal horizontal (eje x) y longitud de onda de 532 nm, atraviesa un divisor de haz no polarizador y una placa

retardadora de cuarto de onda con su eje rápido girado 45° respecto a la horizontal (eje x). Como consecuencia, la luz que emerge de la placa retardadora posee polarización circular e incide de forma normal sobre un TN-SLM reflectivo. La interacción de la luz con este dispositivo transforma de nuevo su estado de polarización, convirtiéndolo, en general, en elíptico con orientación de eje mayor que depende del nivel de gris desplegado localmente en las celdas del modulador. En su retorno, el haz percibe nuevamente a la placa retardadora, girada 135° respecto a la horizontal (eje x'), transformando la polarización a un estado lineal. En realidad, dado que se utiliza un modulador nemático de giro helicoidal, el estado de polarización que retorna por el *NPBS* no es lineal, sino elíptico con un eje mayor mucho mayor al eje menor. Con el fin de verificar este comportamiento del TN-SLM, se realiza su caracterización a partir del modelo de transmitancia propuesto por Ruiz-Corona y Arrizon-Peña [52].

La polarización de la luz que retorna por el *NPBS* en la Fig. (2.3) queda descrita por

$$M_{Rot} = M_{Qwp(135^\circ)} M_{TN-SLM} M_{Qwp(45^\circ)} J_{LH}, \quad (2.12)$$

donde J_{LH} describe la luz emitida por el láser, M_{TN-SLM} se retoma de la Ec. (1.28) y $M_{Qwp(\theta)}$ representa la matriz de Jones de una *Qwp* rotada θ respecto al eje rápido, como

$$M_{Qwp(\theta)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 + i \cos(2\theta) & i \sin(2\theta) \\ i \sin(2\theta) & 1 - i \cos(2\theta) \end{bmatrix}. \quad (2.13)$$

Sustituyendo en la Ec.(2.12) los parámetros del montaje y reduciendo M_{Rot} se tiene

$$\begin{aligned} M_{Rot} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} a_1 e^{i\phi_1} & ia_2 \\ ia_2 & a_1 e^{-i\phi_1} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \frac{e^{-i\delta_t}}{2} \begin{bmatrix} a_1 (e^{i\phi_1} + e^{-i\phi_1}) \\ ia_1 (-e^{i\phi_1} + e^{-i\phi_1}) + 2ia_2 \end{bmatrix} \\ &= \frac{e^{-i\delta_t}}{2} \begin{bmatrix} a_1 \cos(\phi_1) \\ a_1 \sin(\phi_1) + ia_2 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

La Ec.(2.14) indica que la polarización de la luz que retorna por el *NPBS* es elíptica, dada la parte imaginaria que acompaña a la variable a_2 . La elipticidad resultante se puede caracterizar conociendo los valores que toma a_2 en cada uno de los niveles de gris que despliega el TN-SLM. En la Fig. 2.4 se presenta el montaje propuesto para caracterización a_2 , utilizando un polarizador lineal como analizador y un sensor de potencia óptica. Las variaciones de

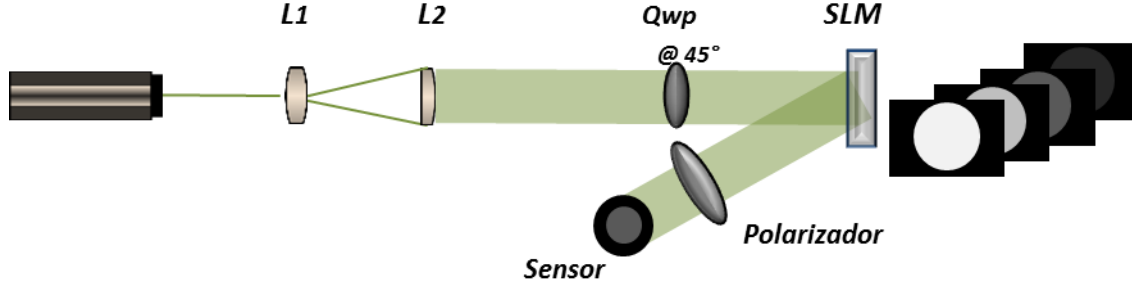


Figura 2.4.: Montaje para caracterización del TN-SLM como rotador de polarización.

intensidad para el conjunto de niveles de gris, bajo distintas posiciones del polarizador, son relacionadas con las expresiones de intensidad derivadas del montaje de la Fig. 2.4.

La polarización de la luz reflejada del TN-SLM queda expresada como

$$J_{Ref} = e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} a_1 e^{i\phi_1} & ia_2 \\ ia_2 & a_1 e^{-i\phi_1} \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} a_1 e^{i\phi_1} - a_2 \\ ia_2 + ia_1 e^{-i\phi_1} \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

Si ahora se considera el analizador, que interactúa con J_{Ref} , el vector analizado J_{An} queda descrito como

$$\begin{aligned} J_{An} &= \begin{bmatrix} \cos^2 \zeta & \sin \zeta \cos \zeta \\ \sin \zeta \cos \zeta & \sin^2 \zeta \end{bmatrix} e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} a_1 e^{i\phi_1} - a_2 \\ ia_2 + ia_1 e^{-i\phi_1} \end{bmatrix} \\ &= e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} \cos^2 \zeta (a_1 e^{i\phi_1} - a_2) + \sin \zeta \cos \zeta (ia_2 + ia_1 e^{-i\phi_1}) \\ \sin \zeta \cos \zeta (a_1 e^{i\phi_1} - a_2) + \sin^2 \zeta (ia_2 + ia_1 e^{-i\phi_1}) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

donde ζ representa el ángulo del polarizador lineal respecto a la horizontal. De esta forma, la intensidad I_{An} para una orientación arbitraria del polarizador se calcula como

$$\begin{aligned} I_{An} &= \left(\frac{1 - \cos(2\zeta)}{2} \right) (a_1^2 + a_2^2 - 2a_1^2 \sin(2\zeta) \sin(\phi_1) \cos(\phi_1) - 2a_1 a_2 \cos(2\zeta) \cos(\phi_1)) \\ &\quad + \left(\frac{1 + \cos(2\zeta)}{2} \right) (a_1^2 + a_2^2 + 2a_1^2 \sin(2\zeta) \sin(\phi_1) \cos(\phi_1) - 2a_1 a_2 \cos(2\zeta) \cos(\phi_1)), \end{aligned} \quad (2.17)$$

y simplificando esta expresión se obtiene

$$I_{An} = a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2 \cos(2\zeta) \cos(\phi_1) + 2a_1^2 \cos(2\zeta) \sin(2\zeta) \sin(\phi_1) \cos(\phi_1). \quad (2.18)$$

En la Ec.(2.18), ζ queda determinado por la rotación del polarizador, así que las variables

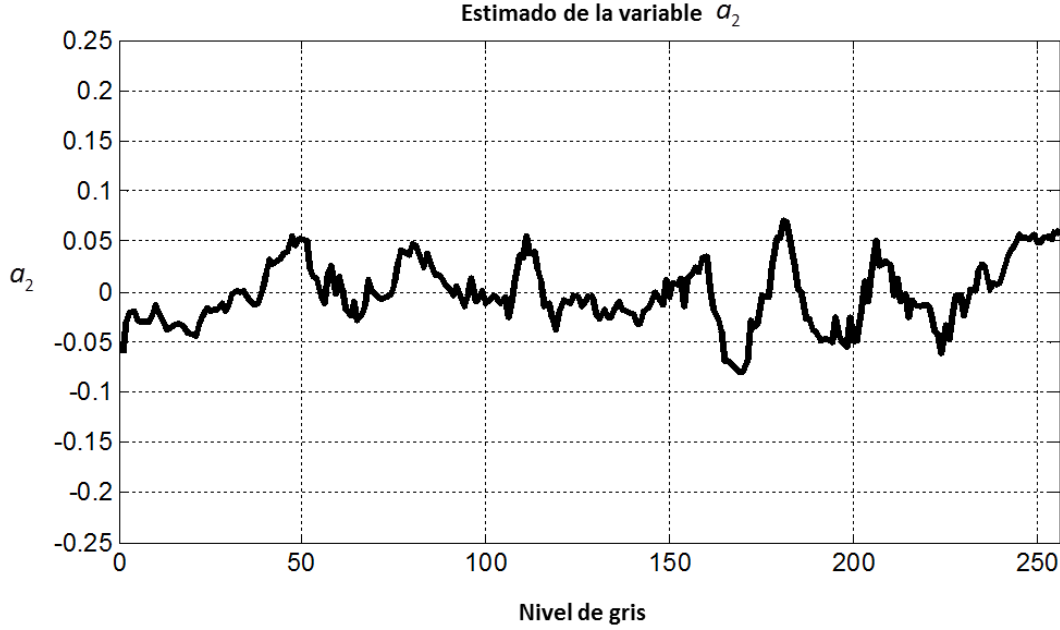


Figura 2.5.: Valor experimental de la variable a_2 .

a_1, a_2 y ϕ_1 deben ser determinadas con al menos tres mediciones de intensidad. Dada la no linealidad de la Ec. (2.18), se utiliza una herramienta de solución de sistemas de ecuaciones no lineales para determinar a_2 , rotando el polarizador $0^\circ, 30^\circ$ y 45° respecto a la horizontal. Las expresiones de intensidad para los ángulos analizados son

$$I_{0^\circ} = a_1^2 + a_2^2 - 2a_1a_2 \cos(\phi_1), \quad (2.19)$$

$$I_{30^\circ} = a_1^2 + a_2^2 - a_1a_2 \cos(\phi_1) + 0.866 a_1^2 \sin(\phi_1) \cos(\phi_1), \quad (2.20)$$

$$I_{45^\circ} = a_1^2 + a_2^2. \quad (2.21)$$

El valor medido de la variable a_2 , a través de los niveles de gris desplegados en el TN-SLM se representa en la Fig. 2.5.

Como se observa en la Fig. 2.5, a_2 toma valores cercanos a cero, en específico $-0.08 \leq a_2 \leq 0.07$. Esto significa que la elipse que describe la polarización de la luz que retorna por el *NPBS* posee una razón mayor de eje mayor respecto al eje menor, por lo que consideramos que esta elipse tiende a ser una línea. En el caso planteado, $a_2 = 0$, por lo que el comportamiento del

TN-SLM como rotador de polarización se expresaría de la forma

$$M_{Rot} = \frac{a_1}{2} e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} \cos(\phi_1) \\ \sin(\phi_1) \end{bmatrix}, \quad (2.22)$$

indicando que un estado de polarización lineal puede ser generado para cada celda del TN-SLM, de manera independiente.

La eficiencia de difracción del TN-SLM es de 80 %, por lo que considerando que el el *NPBS* posee una relación 50 : 50, la eficiencia de conversión del montaje propuesto está limitada a 20 %. En este trabajo, dicha eficiencia no representa un inconveniente en el desarrollo de los experimentos. Sin embargo, de ser necesario optimizarla, es posible incrementarla a 80 % trabajando con el TN-SLM a un ángulo de incidencia pequeño, incluyendo una segunda placa retardadora de cuarto de onda.

La generación de estados de polarización no homogéneos depende de los patrones desplegados en el TN-SLM. Por lo tanto, un algoritmo de codificación local de estado de polarización, pixel por pixel del TN-SLM, es requerido. Dicho algoritmo debe realizar el mapeo de la polarización del campo eléctrico deseado a una escala de grises, resultando en una imagen que se despliega en el TN-SLM. Para definir la distribución de escala de grises en esta imagen, se considera una forma generalizada de las componentes de campo eléctrico. Se adopta la forma propuesta por Moreno et. al. [26], donde el vector de Jones que produce un haz vectorial cilíndrico se expresa como

$$E = \begin{bmatrix} \cos(l\phi_1 + \beta + \alpha\rho^2) \\ \sin(l\phi_1 + \beta + \alpha\rho^2) \end{bmatrix}, \quad (2.23)$$

donde la carga topológica l , el desplazamiento de fase β y el factor de fase cuadrático α definen la distribución de polarización, y ϕ_1 y ρ representan a las coordenadas azimutal y radial, respectivamente. En este trabajo, estos parámetros pueden ser directamente manipulados, pixel a pixel en coordenadas polares, programando la fase de las componentes de campo como $l\phi_1 + \beta + \alpha\rho^2$.

Con el fin de establecer una relación entre el nivel de gris desplegado en el TN-SLM y el estado de polarización que retorna del rotador, se realiza un proceso de caracterización. Este proceso mide y registra, en una tabla, ambas características obteniendo una curva de comportamiento (ver Fig. 2.6). Se encontró una respuesta de rotación desde 147° a -30° , que indica un intervalo de rotación de 177° . Por lo tanto, dada la pequeña elipticidad y este intervalo de rotación, no fue posible alcanzar un 100 % de pureza de polarización. En la

Tabla 2.2.: Relación de rotación de polarización respecto a nivel de gris.

Nivel de gris	Polarización lineal
0	147°
10	145°
20	141°
30	134°
40	122.5°
50	118°
60	112°
70	104°
80	98°
90	91.5°
100	86°
110	76.5°
120	70°
130	64°
140	59°
150	51.5°
160	44°
170	41°
180	33°
190	26°
200	18°
210	9.5°
220	3°
230	−6.5°
240	−15.5°
250	−23°
255	−30°

Tabla 2.2 se presentan los datos tomados al medir la rotación de polarización en intervalos de 10 niveles de gris. Estos datos y su interpolación son presentados en la Fig. 2.6, donde los círculos indican las mediciones realizadas y la línea indica la información estimada por interpolación.

Dado que la rotación de polarización se encuentra contenida en un intervalo cercano a los 180°, la expresión de la Ec.(2.23) es modificada a

$$E = \begin{bmatrix} \cos((l\phi_1 + \beta + \alpha\rho^2), \text{mod } \pi) \\ \sen((l\phi_1 + \beta + \alpha\rho^2) \text{mod } \pi) \end{bmatrix}, \quad (2.24)$$

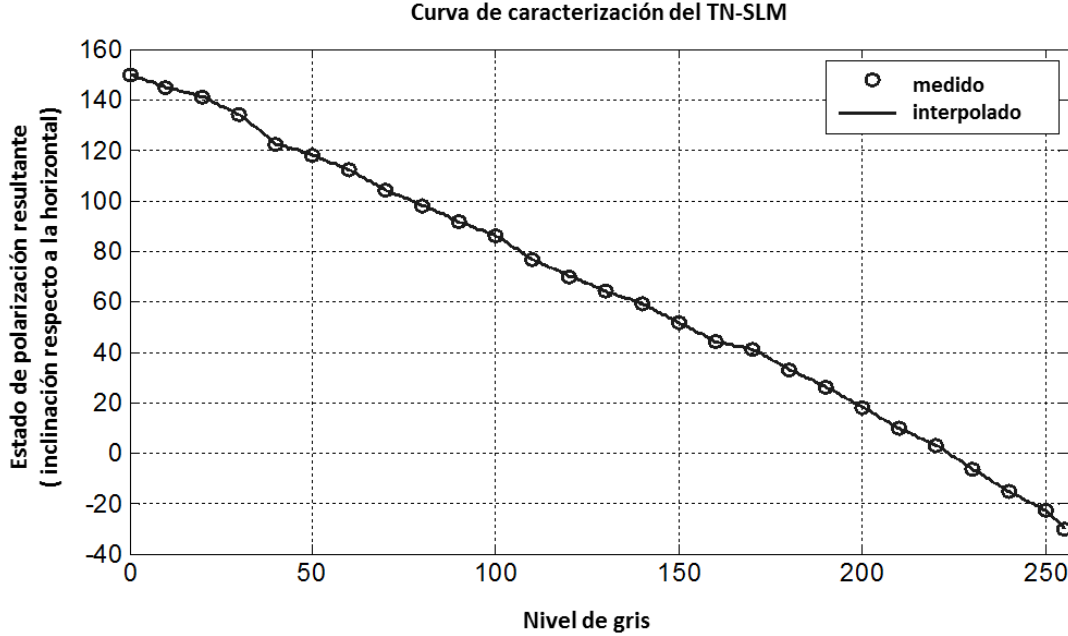


Figura 2.6.: Curva de caracterización del TN-SLM como rotador de polarización.

donde se ha restringido el resultado a través del módulo, permitiendo sólo valores entre 0° y 180° .

Considerando la Ec.(2.24) es posible generar imágenes de fase a ser desplegadas en el TN-SLM. El procedimiento de generación y de comprobación de patrones no homogéneos se presenta a continuación.

2.3.2. Generación de patrones de polarización no homogéneos

En la Fig. 2.7 se presenta el diagrama de flujo del proceso de generación de haces con distribución de polarización no homogénea. Se comienza considerando características de la luz utilizada en los experimentos y del arreglo de celdas del modulador. Se especifican los parámetros de carga topológica l , el desplazamiento de fase β y de factor de fase cuadrático α . Se genera una matriz con coordenadas cartesianas (x, y) y se convierte a coordenadas polares (θ, ρ) . Ambas variables son utilizadas en la determinación de fase, pixel a pixel, utilizando l, β y α , y dicho valor de fase es discretizado a una escala de grises de 256 niveles, calculada a través de interpolación. Finalmente, se genera la imagen de escala de grises que representa el arreglo de fase a desplegar en el TN-SLM.

De esta manera, se comienza diseñando distribuciones de polarización correspondientes a la forma radial y azimutal. Dada la respuesta del TN-SLM en el montaje propuesto, se genera

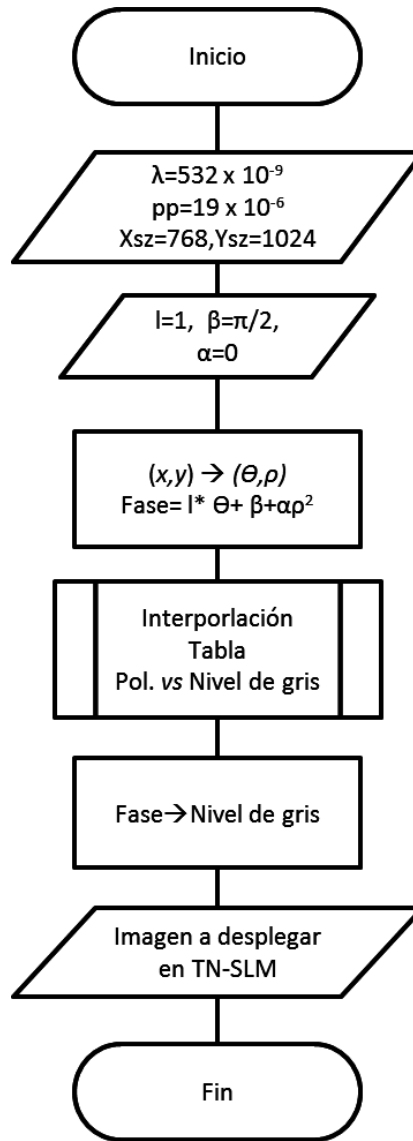


Figura 2.7.: Proceso de generación de patrones de polarización no homogéneos.

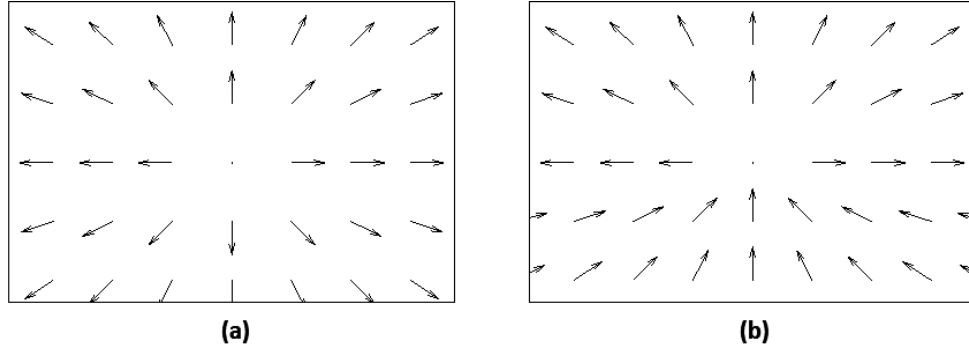


Figura 2.8.: Patrones de polarización (a) radial y (b) pseudo-radial.

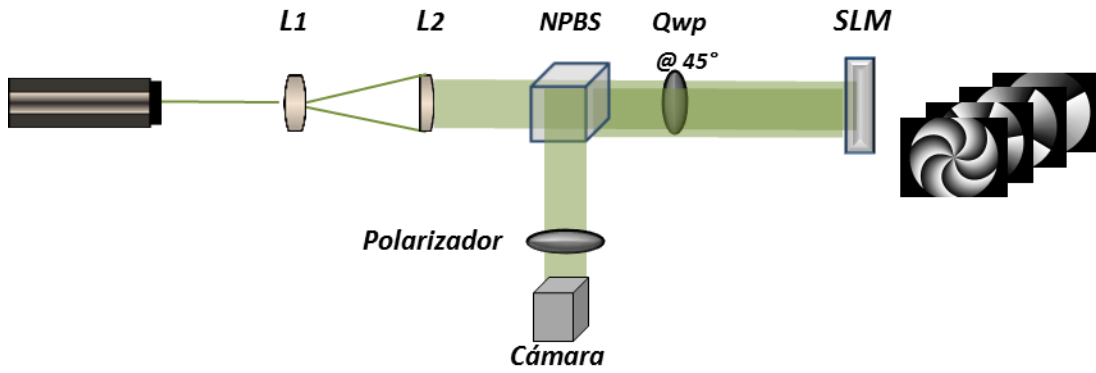


Figura 2.9.: Montaje experimental para análisis de patrones de polarización no homogénea.

una polarización pseudo-radial en lugar de radial pura, como ha sido demostrado por Davis et. al. [56]. En un campo de polarización radial o azimutal puro, el estado local de polarización varía desde 0° hasta 360° . La polarización lineal a 45° se distingue respecto a otra a 225° , como se observa en la Fig. 2.8 (a). Por otra parte, en la Fig. 2.8 (b), se muestra que en un campo pseudo-radial este par de estados de polarización son representados de la misma forma. Mientras la dirección de los vectores vistos en la Fig. 2.8 (a) y (b) es la misma, el sentido de las posiciones azimutales que van de 181° a 359° es distinto.

Los patrones de polarización resultantes se comprueban utilizando un polarizador lineal como analizador y un detector CCD (dispositivo de carga acoplada), como se muestra en la Fig. 2.9.

En la Fig. 2.10 se presenta el análisis de los estados de polarización pseudo-radial y pseudo-azimutal, generados con el TN-SLM.

Ambos estados de polarización representados en la Fig. 2.10 son generados con una carga topológica $l = 1$, con un factor de fase cuadrático $\alpha = 0$. El desplazamiento de fase para la polarización pseudo-radial es $\beta = 0$, mientras que en el caso pseudo-azimutal $\beta = \pi/2$.

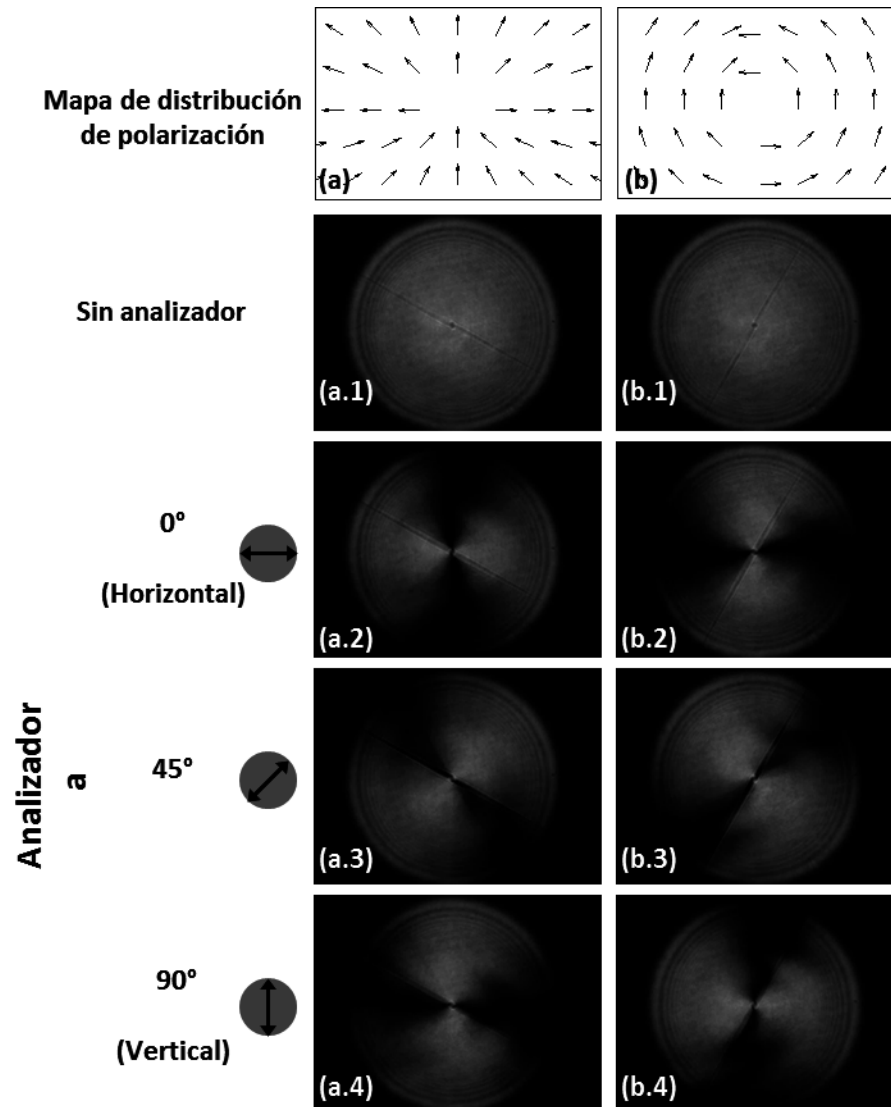


Figura 2.10.: Análisis de patrones de polarización pseudo-radial (a) y pseudo-azimutal (b).

La Fig. 2.10 organiza las imágenes de intensidad de los patrones de polarización generados en dos columnas; (a.1) hasta (a.4) para la polarización pseudo-radial, y (b.1) hasta (b.4) para la pseudo-azimutal. Los mapas de distribución de polarización presentados en (a) y (b) muestran que el desplazamiento de fase β rota localmente cada estado lineal de polarización $\pi/2$, de pseudo-radial a pseudo-azimutal. Estos mapas dejan claro que la dirección de los estados de polarización locales es la misma respecto a los estados de polarización puros, sin embargo, el sentido de los vectores está restringido a 180° . Esta característica hace que los patrones de polarización pseudo y puros sean vistos de la misma forma al ser analizados a $0^\circ, 45^\circ$ y 90° respecto a la horizontal. En este trabajo reconocemos la presencia de campos pseudo polarizados mediante la curva de caracterización de la Fig. 2.6. En el caso de patrones provenientes de otros dispositivos, un análisis de sensado de vórtices [56] puede ser empleado para identificar la distribución de campo presente.

En la Fig. 2.9, los patrones (a.1) y (b.1) muestran la intensidad sin un analizador, donde la principal diferencia observada es la dirección de una línea que atraviesa ambos patrones, la cual aparece cada que se realiza un cambio inmediato de nivel de gris de 0 a 255. La dirección de esta línea se relaciona con la curva de calibración de la Fig. 2.6, que indica un cambio de niveles de gris al pasar de 147° a -30° . En la Fig. 2.9 (a.2) a (a.4) y (b.2) a (b.4) se muestran los patrones analizados a $0^\circ, 45^\circ$ y 90° respecto a la horizontal, donde se observan un par de lóbulos oscuros y claros en cada caso. Los lóbulos oscuros están centrados en áreas donde el estado de polarización local es ortogonal a la dirección del analizador. La ubicación de estos lóbulos oscuros confirma la relación ortogonal entre ambas distribuciones de polarización vistas en la Fig. 2.9, comparando (a.2) con (b.2), (a.3) con (b.3) y (a.4) con (b.4).

A continuación, se diseñan y analizan de la misma forma patrones con parámetros $\alpha = 0, \beta \neq 0$ y $l \neq 0$. Estos casos se organizan en la Fig 2.11, donde cada renglón describe una distinta distribución de polarización, mostrando por columnas, de izquierda a derecha, el mapa de campo, los valores de los parámetros α, β y l , la intensidad sin analizador y la intensidad a través del analizador.

En la Fig. 2.11, los mapas de polarización desde (a) hasta (f) dejan en evidencia nuevamente la restricción de la Ec. (2.24). Respecto a los patrones de intensidad sin analizador, se observa una cantidad de líneas de salto de niveles de gris que incrementa con la carga topológica. Los patrones etiquetados (a) y (b) corresponden a la misma carga topológica $l = 1$, donde su diferencia está dada por el desplazamiento de fase β , generando la polarización pseudo-espiral cuando $\beta = \pi/4$ y pseudo-espiral opuesta cuando $\beta = 3\pi/4$. Los lóbulos oscuros vistos a través del analizador auxilian en la distinción de este par de estados de polarización ortogonales.

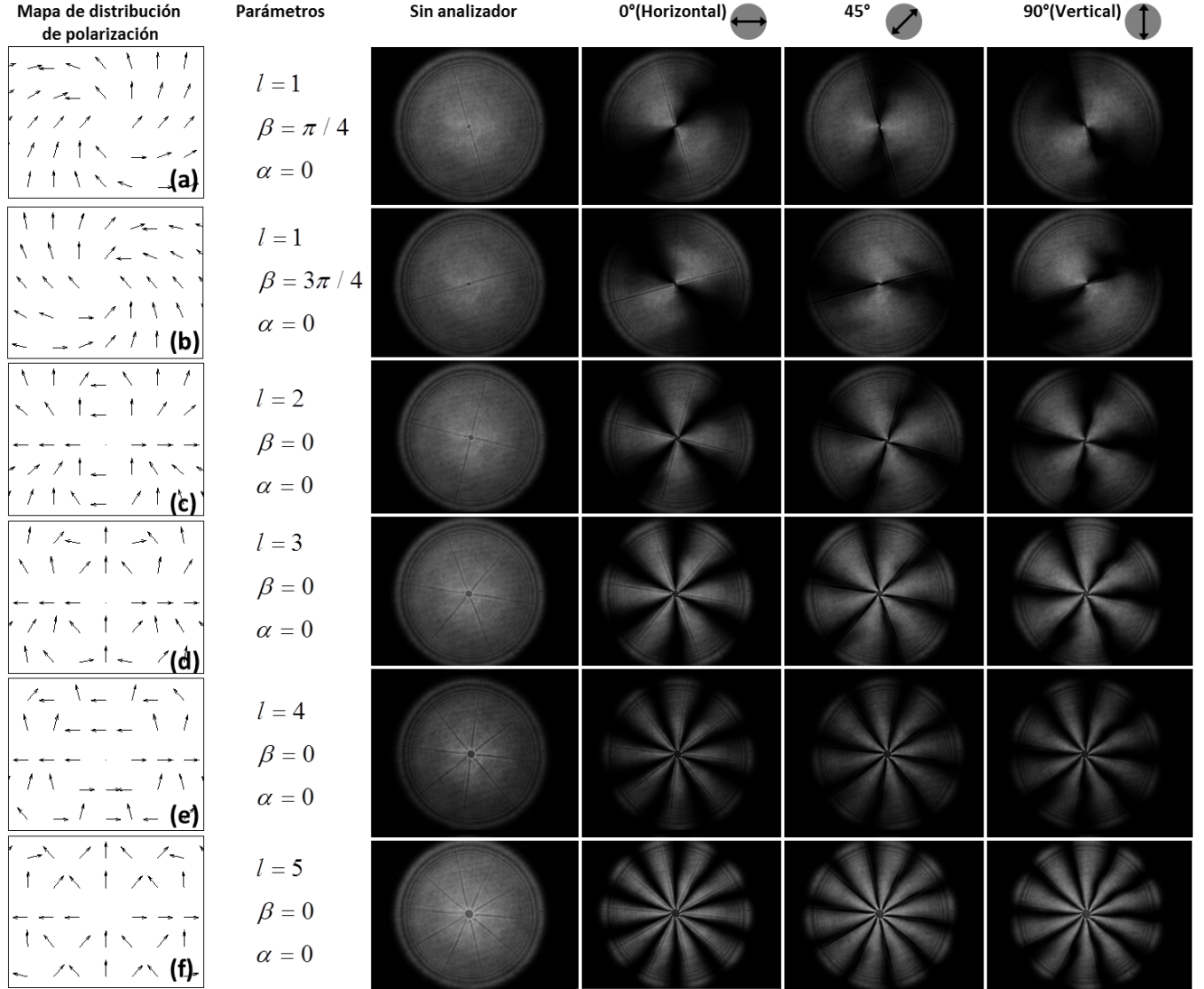


Figura 2.11.: Distribuciones de polarización diseñadas con distinta carga topológica y desplazamiento de fase. (a) $l = 1, \beta = \pi/4$, (b) $l = 1, \beta = 3\pi/4$, (c) $l = 2, \beta = 0$, (d) $l = 3, \beta = 0$, (e) $l = 4, \beta = 0$, y (f) $l = 5, \beta = 0$.

Se presentan también otros patrones con cargas topológicas $l = 2$ (c), $l = 3$ (d), $l = 4$ (e) y $l = 5$ (f), que dan como resultado la presencia de 4, 6, 8 y 10 lóbulos oscuros, respectivamente. En cada caso, el ancho de estos lóbulos disminuye al incrementar la carga topológica, que a su vez incrementa el tamaño de la singularidad en los patrones analizados. Además, para cada valor de carga topológica representado en la Fig. 2.11, es fácil identificar que la posición de los lóbulos oscuros respecto a los claros está intercambiada en las imágenes analizadas a 0° y 90° respecto a la horizontal.

En la Fig. 2.12 se presentan distribuciones de campo generadas con $\alpha \neq 0$, $\beta \neq 0$ y $l \neq 0$, por lo que se observa principalmente el efecto del factor cuadrático, a diferencia de los casos anteriores. La Fig. 2.12 se organiza por renglones, mostrando del renglón (a) al (e) distintas combinaciones de los parámetros α , β y l , donde los valores seleccionados se muestran en la primera columna, de izquierda a derecha. La segunda columna muestra la imagen de intensidad sin el analizador, seguida por la intensidad de los patrones analizados a 0° , 45° y 90° respecto a la horizontal. Cargas topológicas de $l = 1$ (a) y (b), $l = 2$ (c) y (d) y $l = 4$ (e) son elegidas, y un desplazamiento $\beta \neq 0$ en (a) y en (c) recorre la posición original del mapa de polarización respecto al caso donde solo $l \neq 0$. En general, la característica más evidente de estas imágenes es la presencia de lóbulos oscuros y claros con aspecto retorcido, que aumentan su curvatura al incrementar el valor de α . En estos experimentos el valor de ε es utilizado como una referencia obtenida de forma experimental donde la curvatura de los lóbulos se hace evidente.

De esta manera se demuestra la capacidad de generación de haces vectoriales cilíndricos con el TN-SLM bajo el arreglo de rotador de polarización. El montaje propuesto posee el atractivo de requerir una cantidad mínima de elementos para generación de estos haces y alcanza una pureza de polarización mayor del 94 %. Dada la restricción de rotación máxima de 180° , los patrones a utilizar en el experimento de perfilometría mediante análisis de polarización se eligen con $l = -0.5$. El análisis de dichos patrones a través de un polarizador lineal se presenta en la Fig. 2.13.

Como se observa en la Fig. 2.13, estos patrones con $l = -0.5$ generan sólo un lóbulo de oscuridad, lo que evita la aparición de más líneas de salto de nivel de gris en la imagen, que a su vez genera ruido sobre los objetos de prueba. La implementación de estos patrones para medición o discriminación de superficies es presentada en el siguiente capítulo.

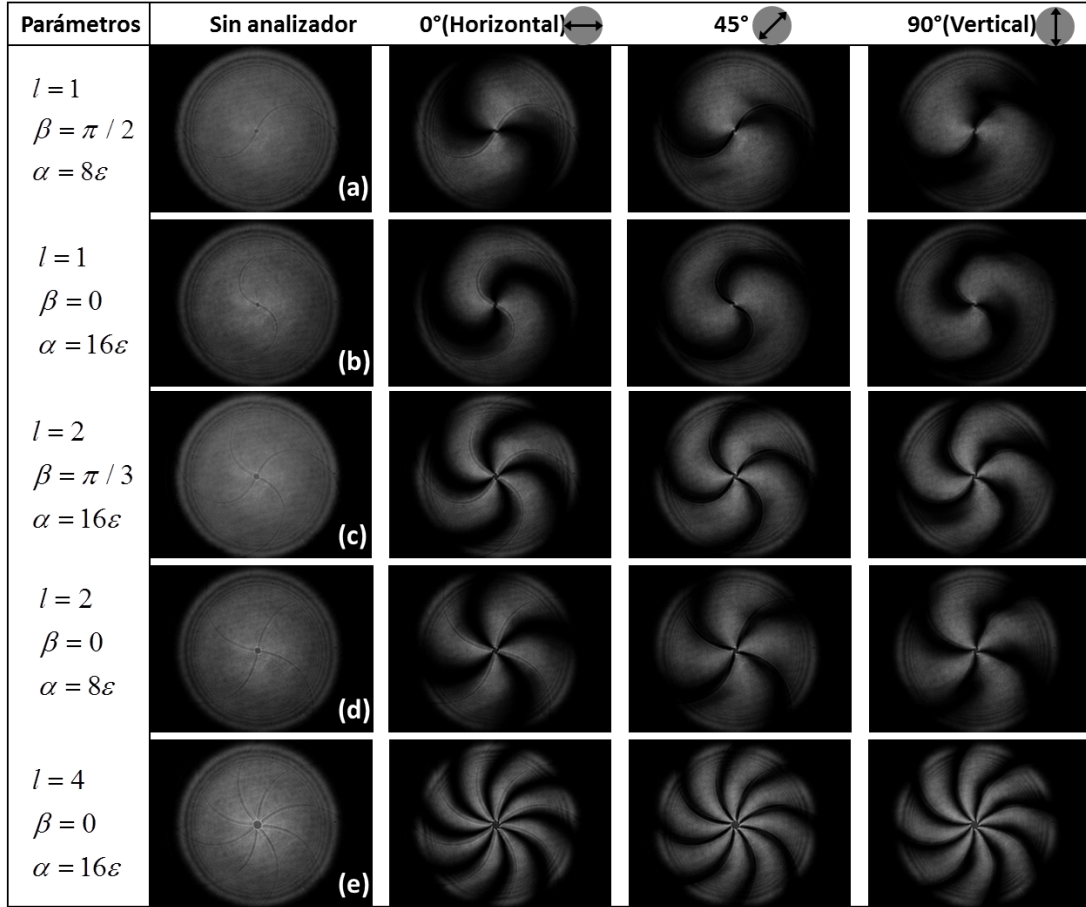


Figura 2.12.: Distribuciones de polarización diseñadas bajo distintas combinaciones de l, β y α .

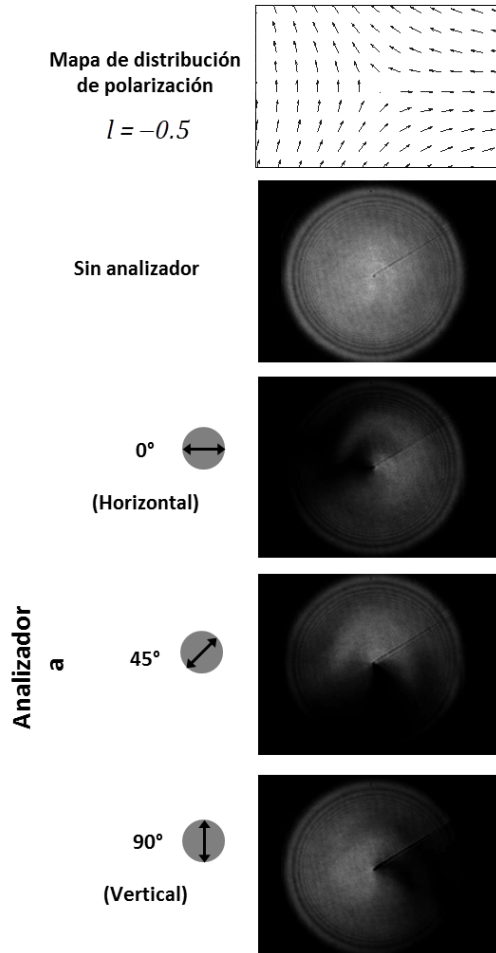


Figura 2.13.: Distribución de polarización $l = -0.5$, $\beta = 0$ y $\alpha = 0$.

3. Metodología

3.1. Introducción

La correcta manipulación del estado local de polarización de la luz da paso al empleo de haces con distribución de polarización no homogénea en la técnica DIC, como se ha planteado en este trabajo. Para presentar por completo esta realización experimental, se describen las superficies de prueba utilizadas en los experimentos de caracterización, se presentan algunos resultados al implementar la técnica DIC convencional y se describe el montaje propuesto a partir del rotador de polarización previamente caracterizado.

3.2. Superficies de prueba

Cuatro objetos son utilizados para las mediciones bajo la técnica DIC propuesta. Los primeros tres objetos; la superficie cuadriculada, la superficie rampa y la superficie calibre fijo representan superficies que generan contraste por variaciones de profundidad, mientras que el cuarto objeto, el plano reflectivo compuesto, representa una superficie plana que contiene distintos materiales. Las superficies cuadriculada y rampa fueron diseñadas por computadora, impresas en resina transparente y recubiertas con una capa delgada de aluminio. Para ello, se utilizó la impresora Form 1+ de Formlabs, una impresora 3D láser, que se configuró para depósito de capas con grosor de $25\text{ }\mu\text{m}$. Por esta razón, la mínima diferencia en altura en el diseño de ambos objetos es de $25\text{ }\mu\text{m}$. Por otra parte, la superficie calibre fijo consiste en un arreglo conformado por galgas, que indican individualmente su grosor en mm y son colocadas una encima de otra.

3.2.1. Superficie cuadriculada

Este objeto se compone de 36 estructuras de 4mm por lado, con variaciones de 2mm y 3mm de largo y separación lateral de 1mm. Este objeto se muestra en la Fig. 3.1 (a) como

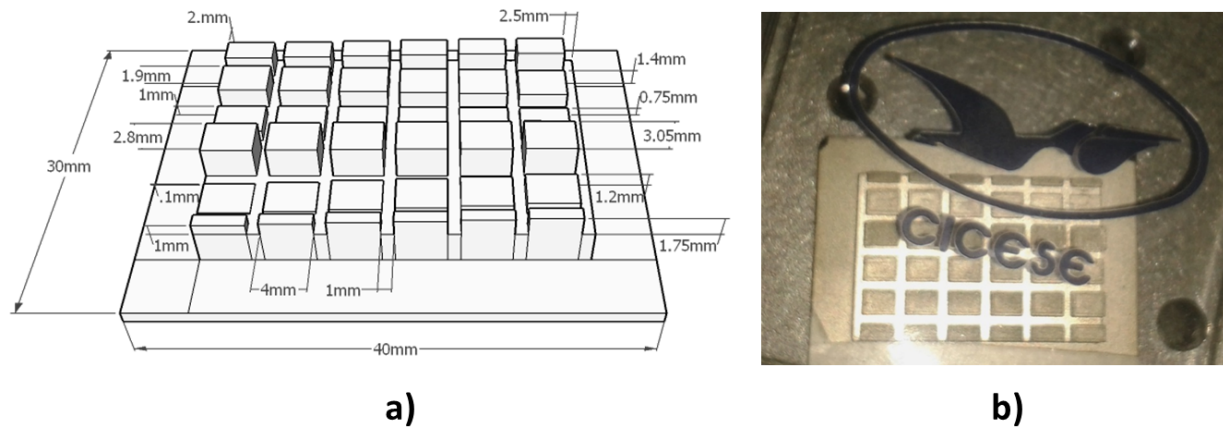


Figura 3.1.: a) Diagrama y b) fotografía de la superficie cuadriculada.

diagrama, donde se indican sus dimensiones externas y algunas de las alturas de las figuras contenidas, que varían desde 0.1 mm a 3.05 mm. Todas las figuras contenidas poseen una altura constante, que se considera del mismo valor al pasar por el proceso de recubrimiento con una capa de aluminio de 200 nm. En la Fig. 3.1 (b) se muestra una fotografía de esta superficie.

Este objeto representa una superficie con variaciones de profundidad escalonadas, por lo que los gradientes de camino óptico generan alto contraste en las imágenes. Para obtener un contraste con variaciones menores, comprendiendo la mayor cantidad de niveles de gris de la escala disponible, se diseña la superficie rampa.

3.2.2. Superficie rampa

Este objeto incluye seis figuras con distintas pendientes, que parten de una altura máxima de 3 mm y presentan una separación lateral mínima de 1 mm. Como se muestra en la Fig. 3.2 (a), este objeto contiene también un área plana de 19 mm $\times$ 15 mm, que puede ser utilizada como referencia al ser la base del resto de las figuras presentes. En la Fig. 3.2 (b) se muestra una fotografía de la superficie rampa, mostrando solo el lado izquierdo del diagrama, ya que el lado derecho se dañó durante la etapa de experimentos.

En este par de objetos se ha considerado que las dimensiones impresas son las diseñadas, al trabajarse dentro de las especificaciones de la impresora. La superficie calibre fijo representa un conjunto de piezas planas con espesores definidos, por lo que se considera para poner a prueba esta propuesta.

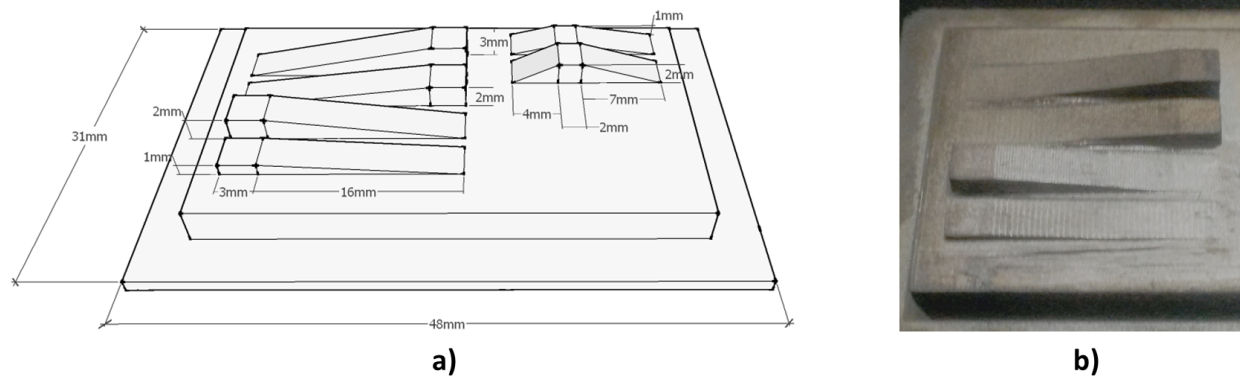


Figura 3.2.: a) Diagrama y b) fotografía de la superficie rampa.

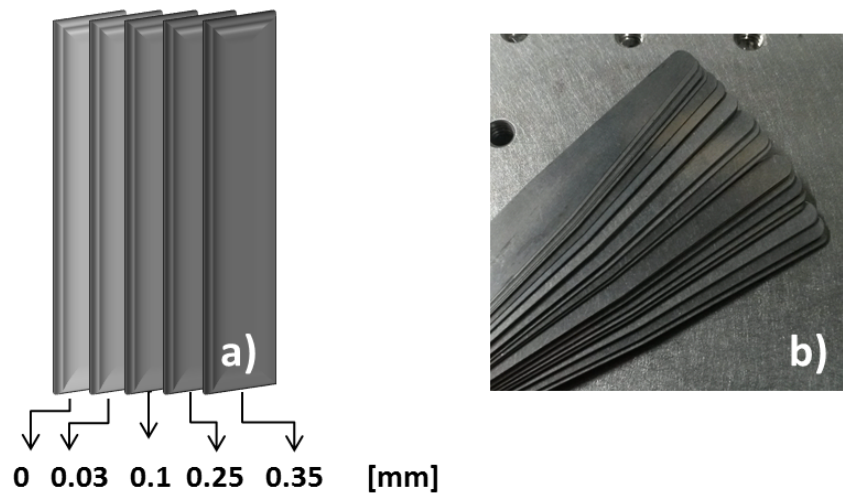


Figura 3.3.: a) Diagrama y b) fotografía de la superficie calibre fijo.

3.2.3. Superficie calibre fijo

Este objeto se genera a partir de combinaciones de galgas de distinto grosor organizadas como se muestra en la Fig. 3.3 (a). Se conforman conjuntos de 5 galgas como máximo, y se aprovecha que el intervalo de grosor que presentan estos elementos va de 0.03mm a 1 mm, realizando distintas combinaciones.

En la Fig. 3.3 (a), se han representado con distintos colores un conjunto de galgas, con el fin de acentuar el contraste que se espera dada la acumulación de grosor generada al colocarlas una encima de otra. La Fig. 3.3 (b) muestra la apariencia real de este conjunto de objetos.

Los primeros tres objetos representan superficies de prueba donde el contraste en la técnica DIC depende de las variaciones de profundidad. Esta superficie, por otra parte, genera con-

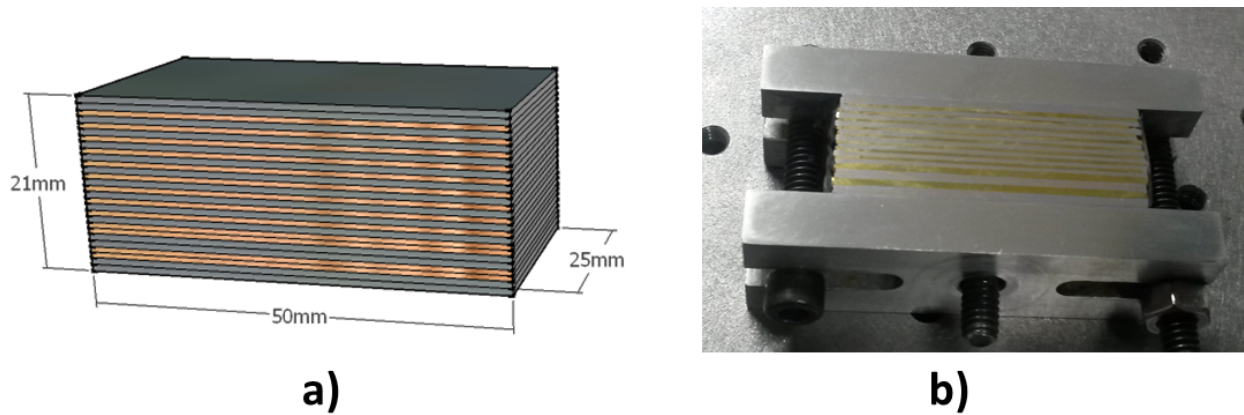


Figura 3.4.: a) Diagrama y b) fotografía del arreglo del plano reflectivo compuesto.

traste por la diferencia de coeficientes de reflexión de los materiales que lo componen, como se describe a continuación.

3.2.4. Plano reflectivo compuesto

Este objeto se compone de una serie de láminas de aluminio de grosor de 0.81 mm y de láminas de latón de grosor 0.65 mm, colocadas una encima de otra. Estas láminas fueron adheridas utilizando pegamento y posteriormente, el bloque generado fue pulido hasta obtener una cara plana.

Este objeto se utiliza para obtener imágenes de contraste para discriminación de materiales en una superficie de prueba. Como se observa en la Fig. 3.4 (a) y (b), algunas láminas del mismo material fueron colocadas en pares dentro del bloque creado, con el fin de agregar un patrón variado a analizar mediante el experimento propuesto.

Es importante conocer la reflectividad de ambos materiales para determinar el correcto funcionamiento de la técnica de medición, por ello, las reflectancias de las placas de aluminio y de latón fueron medidas utilizando un espectrómetro.

En la Fig. 3.5 se muestra la medición de reflectancia de los dos materiales en el espectro visible. A partir de estos datos se calcula la relación de reflectancias del aluminio y latón en 532 nm, como $0.811/.671 = 1.20$ considerando tres cifras significativas.

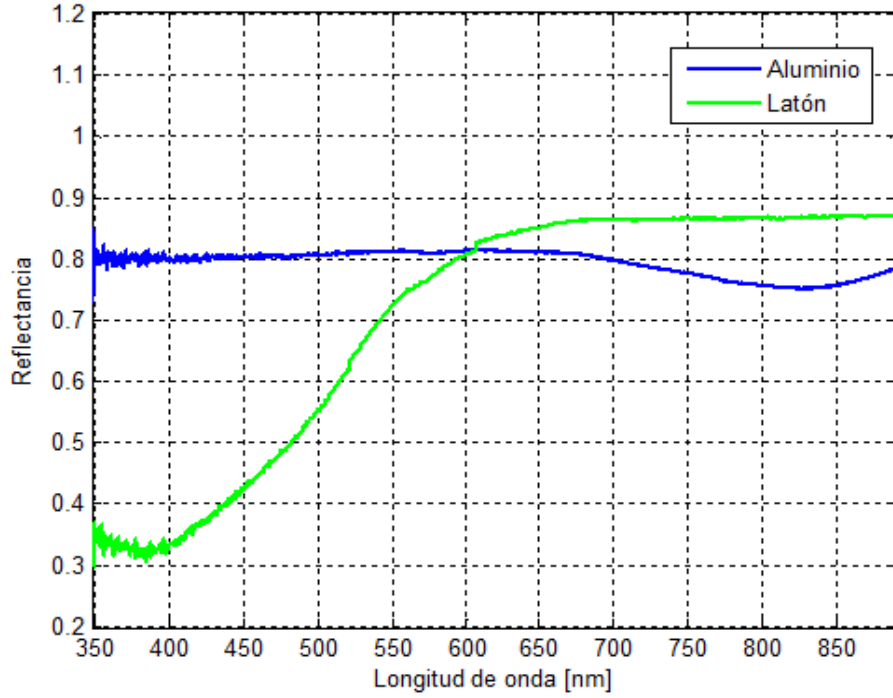


Figura 3.5.: Reflectancia del aluminio y del latón en el espectro visible.

3.3. Experimentos bajo la técnica DIC convencional

Con el fin de comprobar el desempeño de la técnica DIC convencional en reflexión, se implementó el arreglo experimental mostrado en la Fig. 3.6, que consiste en el arreglo convencional para DIC. El láser de la Fig. 3.6 emite luz con polarización lineal horizontal, a 532 nm y con longitud de coherencia de ≈ 7 mm. La polarización de la luz emitida es modificada al pasar por la placa retardadora de media onda Hwp orientada a 22.5° respecto a la horizontal, de manera que un haz polarizado linealmente a 45° incide sobre el prisma Wollaston. Como consecuencia, este prisma emite dos haces con polarizaciones lineales a 0° y 90° , separados por una distancia menor a 1 mm al pasar por la lente L_4 . A una distancia focal f_{L_4} se encuentra colocado el objeto bajo prueba, y la reflexión de ambos haces retorna a través de la lente L_4 . Dependiendo de la profundidad de la superficie sobre la que han incidido, se generan diferencias de fase entre ambos haces, las cuales se recombinan en el prisma Wollaston y emergen en un solo haz. Este haz es redirigido por el divisor de haz hacia una cámara CCD, pasando por un polarizador lineal y una placa retardadora de cuarto de onda Qwp .

La cámara CCD captura las imágenes analizadas bajo los estados de polarización lineales a 0° , 45° y 90° y circular derecho (RCP, por sus siglas en inglés). En la Fig. 3.7 se muestra un

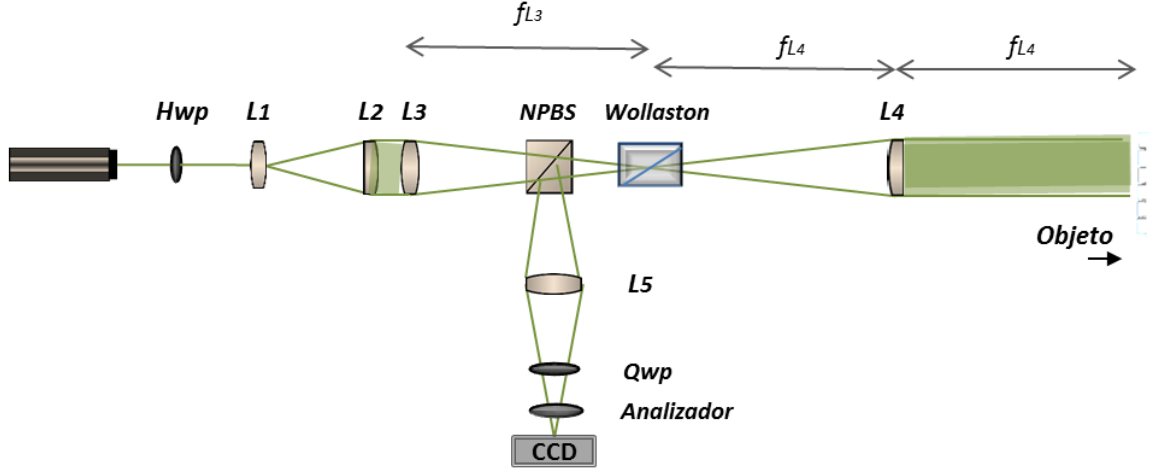


Figura 3.6.: Montaje implementado con base en la técnica DIC convencional.

ejemplo de las capturas realizadas sobre seis figuras de la superficie cuadriculada.

Es notorio que la imagen de las figuras analizadas bajo el estado de polarización lineal vertical ofrece información principalmente de los bordes, y que, en general, a simple vista estas imágenes no proveen información de la distribución de alturas sobre la superficie cuadriculada. Sin embargo, como se describió anteriormente, la manipulación de estas imágenes a través de los parámetros de Stokes mostrados en la Ec. (1.17) resulta en $|\gamma_{12}|$, la medición experimental de las diferencias de camino óptico entre ambos haces. A partir de $|\gamma_{12}|$ es posible conocer la distribución de alturas partiendo de la gráfica de la Fig.1.5, donde en este caso la longitud de coherencia máxima de la fuente se considera de 3.5 mm, por tratarse de un montaje en reflexión. La representación de $|\gamma_{12}|$ se muestra en la Fig. 3.8, donde como referencia se han agregado los valores de altura diseñados originalmente para cada figura presente.

Como se observa en la Fig. 3.8, las figuras más cercanas a la base de la superficie cuadriculada tienden a una intensidad cercana al 255, con un color gris claro. Por otra parte, las figuras con mayor altura poseen intensidades cercanas al cero, observándose en tonos muy oscuros, mientras la base muestra el tono de gris más claro de la imagen, de donde parten todas las figuras.

Este procedimiento se realizó sobre otras áreas de la superficie cuadriculada comprendiendo el resto de las figuras presentes. Al calcular las alturas a partir de $|\gamma_{12}|$ se encontró una diferencia absoluta promedio de 40.6 μm entre las dimensiones diseñadas y medidas. En este caso, la resolución lateral obtenida es de 12.5 μm , como consecuencia de la lente L_5 y de la resolución de la cámara.

Es importante considerar que si la longitud de coherencia en reflexión en DIC convencional es

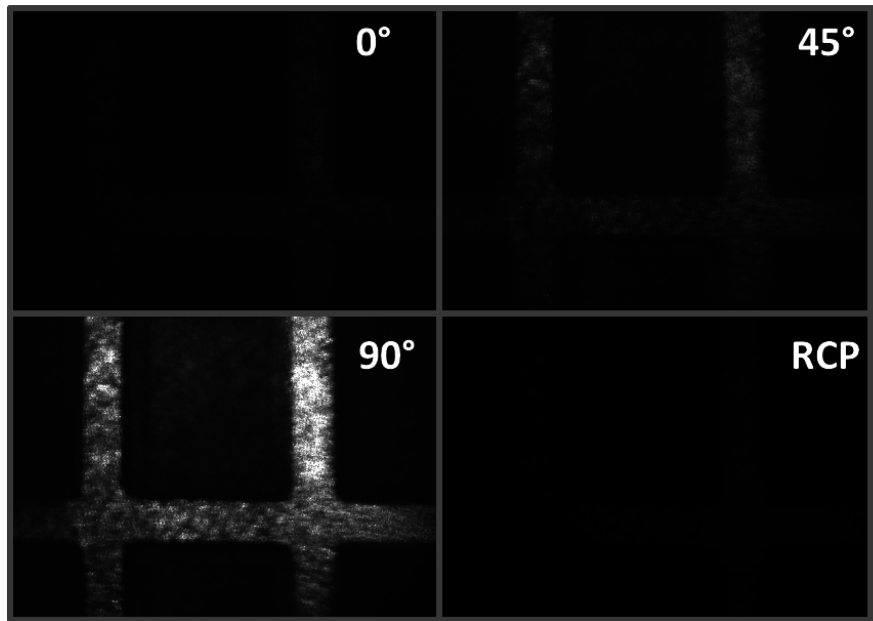


Figura 3.7.: Imágenes observadas a través de un analizador.

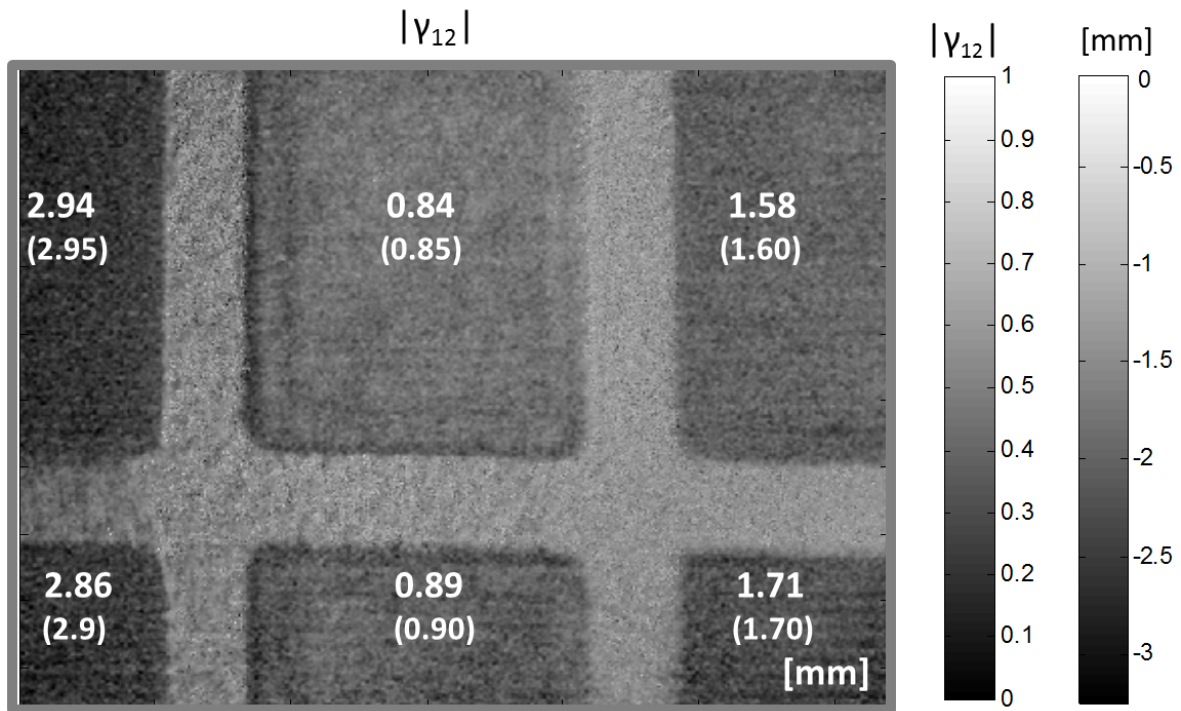


Figura 3.8.: Grado de polarización y grado de coherencia del área analizada.

de 3.5 mm, y la cámara utilizada posee una cuantificación uniforme, la resolución del experimento está inicialmente limitada a 13.7 μm , valor que varía a partir del montaje experimental implementado.

3.4. Montaje propuesto para perfilometría utilizando polarización

Tomando como referencia el desempeño de la técnica DIC convencional y del rotador de polarización previamente implementados, se propone el experimento DIC utilizando haces con distribución de polarización no homogénea. La Fig. 3.9 muestra el montaje propuesto, donde se utiliza el láser descrito en la sección 3.3.

En la parte superior de la Fig. 3.9 se localizan los elementos requeridos para el rotador de polarización. Al retorno de la luz por el $NPBS_1$, se localizan el par de lentes L_3 y L_4 , que disminuyen el diámetro del haz incidente, de 1.5 cm a 1 cm. La luz entra entonces por $NPBS_2$ a un interferómetro Mach-Zehnder, alineado para desplazamiento lateral, donde un brazo permanece con la polarización generada desde el TN-SLM y el otro brazo rota 90° dicha distribución. Ambos haces son recombinados en el $NPBS_3$ e inciden sobre una de las superficies de prueba, de donde la reflexión retorna desde este mismo elemento al $NPBS_2$. Finalmente, la recombinación de ambos haces pasa por un analizador compuesto por Qwp_2 y un polarizador lineal, donde la imagen analizada es enfocada en el CCD utilizando la lente L_5 . Las características de los elementos que componen esta propuesta se describen a continuación.

3.4.1. Especificaciones de los elementos del experimento

En la Fig. 3.9 la lente expansora L_1 y la lente colimadora L_2 poseen una distancia focal de 10 cm y de 5 cm, respectivamente. El diámetro del haz colimado es de 2.5 cm. Dicho haz el pasa por un cubo divisor de haz no polarizador $NPBS_1$, con caras de 2.5 cm y con una relación de intensidad de 50 : 50. La placa retardadora de cuarto de onda Qwp_1 permite el paso del haz de 2.5 cm de diámetro, y como se describió anteriormente, está girada 45° respecto a la horizontal. El TN-SLM posee un área de trabajo de $19.5 \times 14.6 \text{ mm}^2$, y el patrón codificado en él se proyecta con una máscara que limita el diámetro del haz a 14 mm. Después de retornar por Qwp_1 y $NPBS_1$, el haz de luz se reduce a un diámetro de 9 mm al pasar por las lentes a L_3 y L_4 , de 7.5 cm y 5 cm, respectivamente. El interferómetro al que se introduce

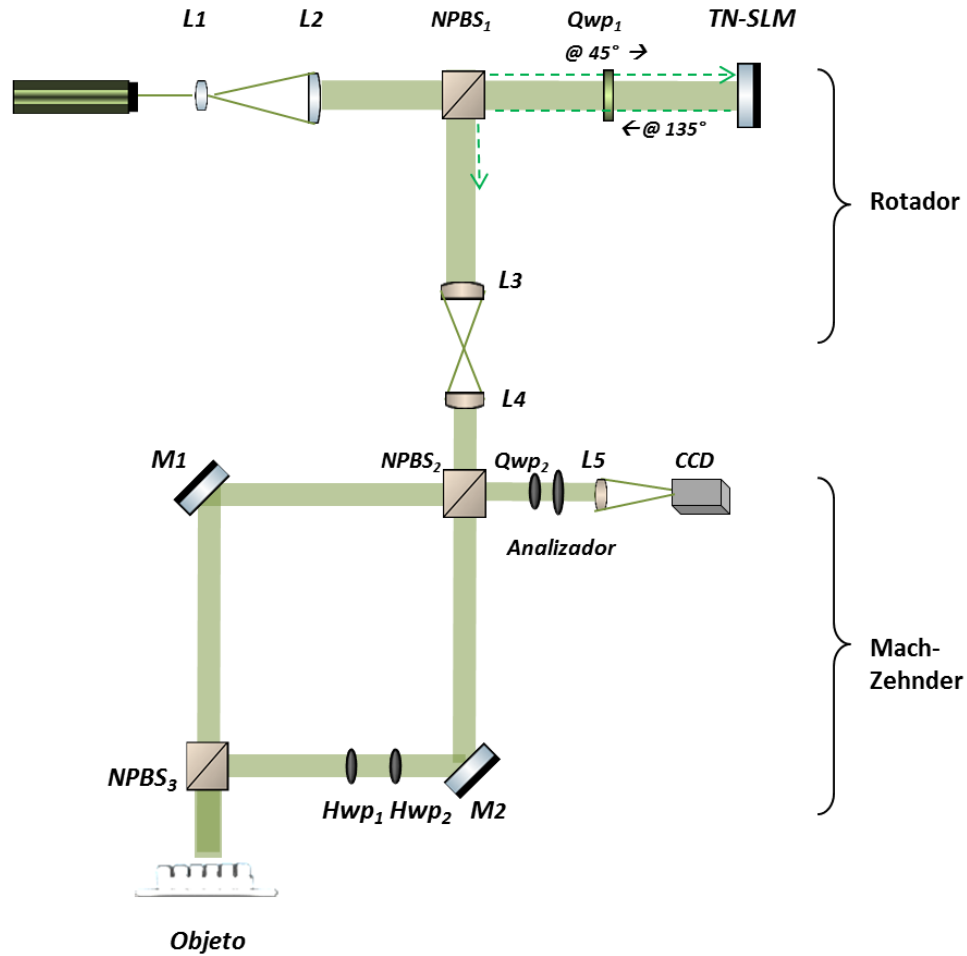


Figura 3.9.: Montaje para perfilometría mediante medición de estados de polarización.

el haz se conforma por los divisores de película delgada $NPBS_2$ y $NPBS_3$, que poseen una relación de intensidad de 45 : 55. M_1 y M_2 son espejos dieléctricos de 2.5 cm de diámetro que funcionan para longitudes de onda de 400 nm a 750 nm, y las placas retardadoras de media onda Hwp_1 y Hwp_2 permiten el paso del haz de hasta 1 cm de diámetro, rotando en 90° el mapa de polarización del haz que las atraviesa. Al lado derecho de $NPBS_2$ se captura la imagen del objeto pasando por la placa Qwp_2 y por el polarizador lineal, que posee una relación de extinción de 1000 : 1 y funciona para longitudes de onda de 400 nm a 700 nm. Finalmente, la lente L_5 , de distancia focal de 10 cm , enfoca la imagen sobre el sensor del CCD, que posee un arreglo de 480×640 pixeles.

De esta forma, se conserva el principio de la técnica DIC, obteniendo la interferencia de un par de haces ortogonalmente polarizados, que en este caso consisten en haces con distribución de polarización no homogénea. A través del montaje experimental con estas características se plantea realizar la discriminación y determinación de dimensiones de los objetos de prueba aquí presentados, siguiendo una metodología que hace uso de los parámetros de Stokes.

4. Mediciones y análisis de resultados

4.1. Introducción

Una vez realizado el diseño de patrones de polarización no homogéneos, y tras confirmar su correcta generación, se da paso a su uso dentro del interferómetro propuesto en este trabajo. En este capítulo se presentan los experimentos realizados con cuatro superficies de prueba. Se comienza describiendo el modelo fenomenológico para determinación de perfil y para discriminación de materiales, tomando como referencia un vidrio con planicidad óptica de $\lambda/10$. A partir de este modelo, se presentan las mediciones de perfil realizadas a los cuatro objetos presentados en el capítulo anterior, las cuales llevan a la determinación de las ventajas y de la utilidad de esta propuesta.

4.2. Propuesta de modelo de procesamiento de imagen

Se implementa el montaje presentado en la Fig. 3.9, analizando la polarización a través de la placa Qwp_2 y del polarizador lineal colocado frente a la cámara CCD. Considerando las limitaciones del TN-SLM utilizado, el patrón de polarización no homogéneo codificado con la fase $l\phi_1$ posee una carga topológica $l = -0.5$, con los parámetros $\alpha = \beta = 0$, por lo que sólo estados de polarización lineales desde 0° hasta 180° respecto a la horizontal son desplegados, sin ser repetidos. La carga topológica negativa se elige para minimizar la apariencia de la línea de salto de fase descrita en la sección 2.3.2, lo cual fue determinado experimentalmente. En la Fig. 4.1 se muestran el mapa de distribución de polarización y la imagen en escala de grises de la fase $l\phi_1$ codificada en el TN-SLM.

El objeto de referencia consiste en un vidrio plano, por lo que el perfil resultante deberá mostrar una superficie con una tendencia uniforme. Los patrones analizados de esta superficie se muestran en la Fig. 4.2, de izquierda a derecha mostrando la imagen cuando el analizador está a 0° , 45° y 90° respecto a la horizontal, y la polarización circular derecha. Dependiendo de la rotación del analizador, aparece un lóbulo oscuro centrado sobre la posición correspondiente

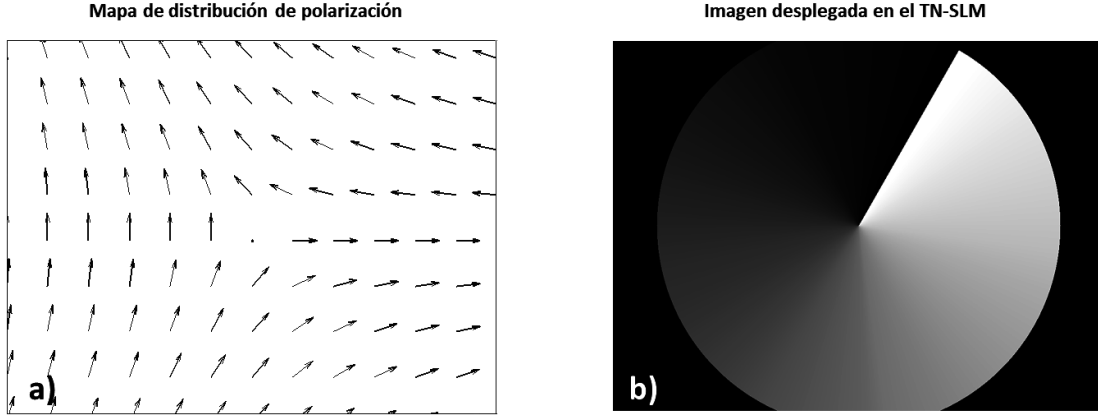


Figura 4.1.: a) Mapa de distribución de polarización y b) patrón de fase desplegado en el TN-SLM para $\alpha = \beta = 0$ y $l = -0.5$.

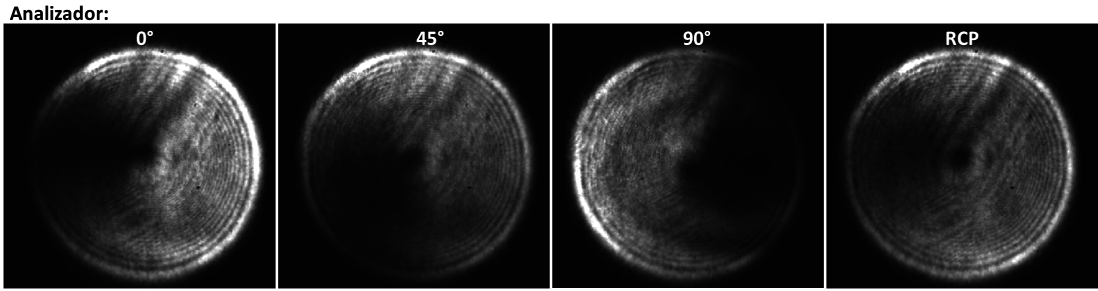


Figura 4.2.: Patrones de polarización analizados a partir de una superficie plana.

al vector de campo eléctrico con dirección ortogonal. En el caso de la polarización circular derecha, el polarizador y la placa Qwp_2 se colocaron a 0° y 45° respecto a la horizontal, respectivamente.

Las imágenes de la Fig. 4.2 son útiles para el cálculo del grado de coherencia, los parámetros p_1 , p_2 y p_3 de la Ec.(1.17) se muestran en la Fig. 4.3, en la que adicionalmente se definen las dimensiones del área capturada y se ha aplicado una máscara binaria a cada imagen, con el fin de observar únicamente el comportamiento de la luz sobre la superficie plana.

Dado que se comparará el grado de coherencia con la técnica DIC convencional y con la propuesta en este trabajo, se identificará al grado de coherencia correspondiente a la técnica DIC convencional como $|\gamma_{12H}|$, y al resultante de la polarización no homogénea como $|\gamma_{12nH}|$. Como se observa en la Fig. 4.3, en los parámetros p_1 y p_3 es visible la línea de salto de fase proveniente del TN-SLM, por lo que también aparecerá en $|\gamma_{12nH}|$. Además, dada la fase $l\phi_1$ proyectada sobre la superficie, $|\gamma_{12nH}|$ presentará zonas con distintos niveles de intensidad, en comparación con $|\gamma_{12H}|$. El valor de $|\gamma_{12nH}|$ para la superficie plana bajo estudio se muestra en la Fig. 4.4 (a), donde las intensidades de 0 a 1 se representan mediante la escala de colores

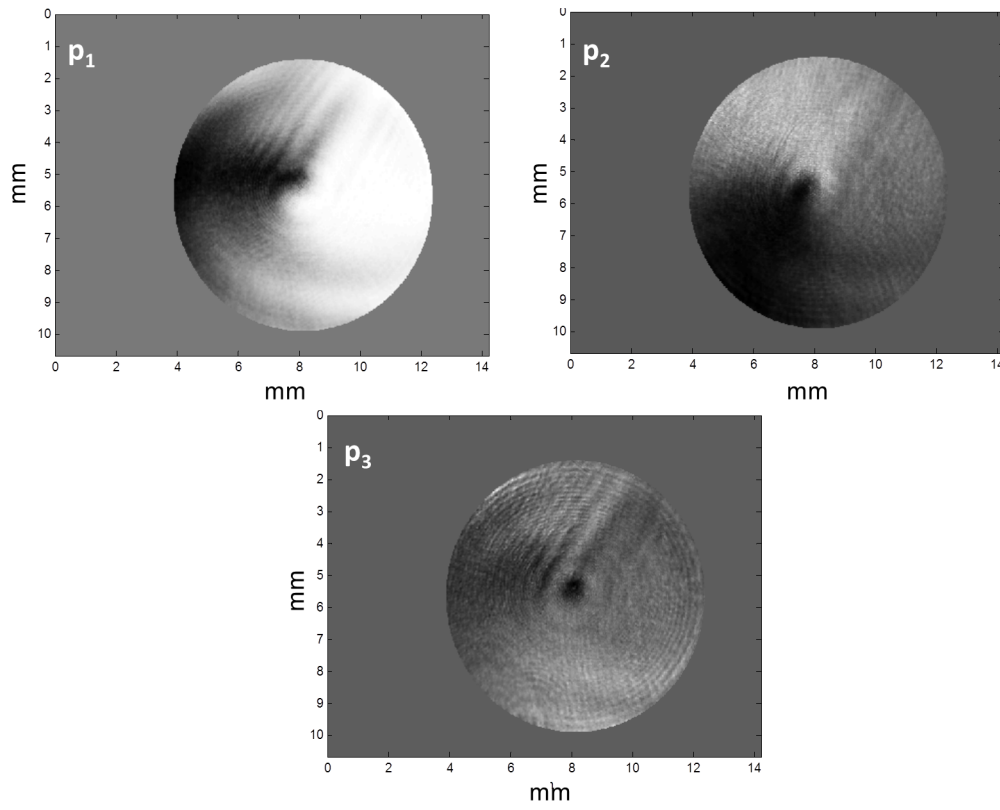


Figura 4.3.: Parámetros de Stokes calculados a través de los patrones de polarización analizados para una superficie plana.

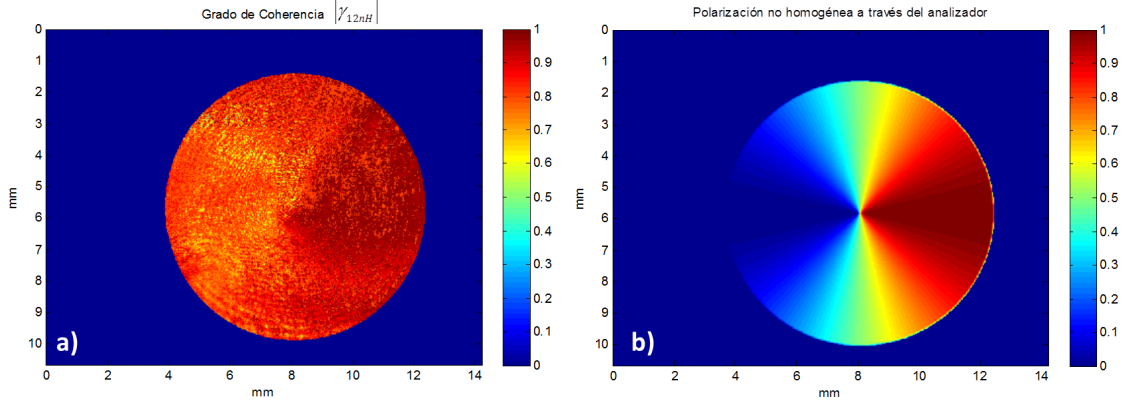


Figura 4.4.: Comparación de patrones de intensidad del a) grado de coherencia de una superficie plana y de b) la simulación de la fase de $l\phi_1$ analizada a 0° respecto a la horizontal.

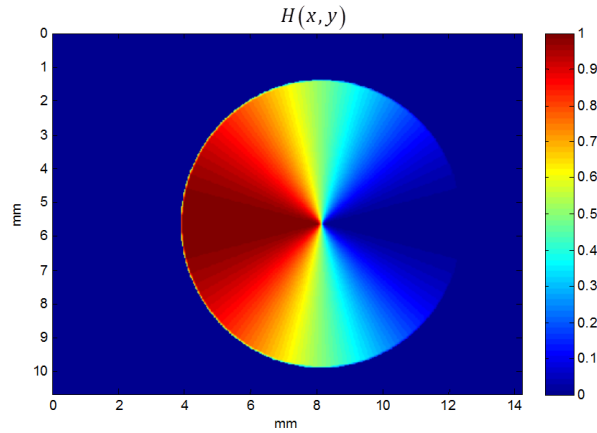


Figura 4.5.: Cálculo numérico de intensidades $H(x, y)$ propuesto para el ajuste de $|\gamma_{12nH}|$.

a su derecha. Por otra parte, la Fig. 4.4 (b) muestra una simulación de las intensidades al analizar la fase $l\phi_1$ a 0° respecto a la horizontal.

A pesar de presentar valores cercanos a la unidad, la Fig. 4.4 (a) es similar en distribución de intensidades a la Fig. 4.4 (b). Por ello, en este trabajo se propone compensar la distribución resultante en $|\gamma_{12nH}|$ comparándola con el comportamiento visto en Fig. 4.4 (b).

Considerando que el valor máximo del grado de coherencia es la unidad, se propone sumar a $|\gamma_{12nH}|$ una fracción de $H(x, y)$, función mostrada en la Fig. 4.5. De esta forma, la función de grado de coherencia ajustado $|\gamma_{12A}| = |\gamma_{12nH}| + \epsilon \cdot H(x, y) + \varsigma$, donde $-0.5 \leq \epsilon \leq 0.5$ y $-0.05 \leq \varsigma \leq 0.05$, ésta última para evitar que el grado de coherencia ajustado exceda la unidad.

La función $H(x, y)$ de la Fig. 4.5 se calcula analizando nuevamente la fase $l\phi_1$, esta vez

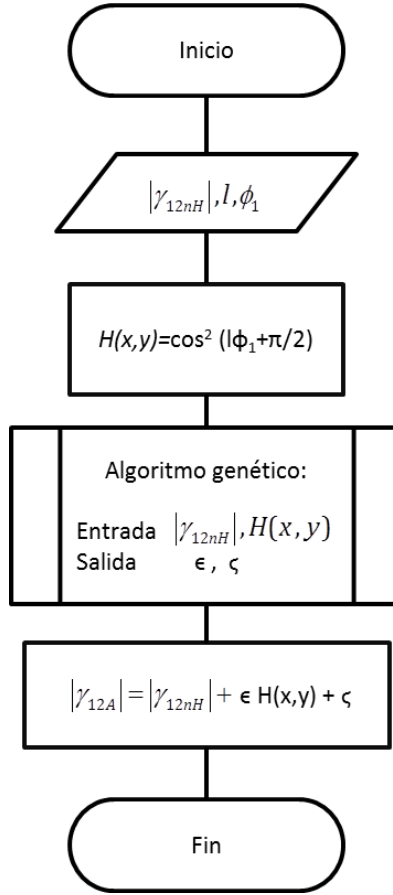


Figura 4.6.: Procedimiento de ajuste para determinar $|\gamma_{12A}|$.

colocando el analizador a 90° respecto a la horizontal. Las simulaciones del analizador de polarización utilizan la Ley de Malus, que cuantifica la intensidad I a la salida de un polarizador con eje de transmisión a θ grados respecto al plano de vibración de la onda que lo atraviesa como

$$I = I_0 \cos^2(\theta), \quad (4.1)$$

donde I_0 es la intensidad de la onda que atraviesa el polarizador.

En este caso, $H(x, y) = \cos^2\left(l\phi_1 + \frac{\pi}{2}\right)$, recordando que $l\phi_1$ es una variable bidimensional que posee las mismas dimensiones x y y de $H(x, y)$.

Los valores de ϵ y de ζ se determinan mediante un algoritmo genético simple que busca la distribución de intensidad constante sobre $|\gamma_{12A}|$ minimizando el coeficiente de variación $CV = 100(\sigma/\mu)$, donde σ y μ representan la desviación estándar y la media calculadas sobre $|\gamma_{12A}|$. De esta forma, el procedimiento de ajuste propuesto se resume en el diagrama de flujo de la Fig. 4.6.

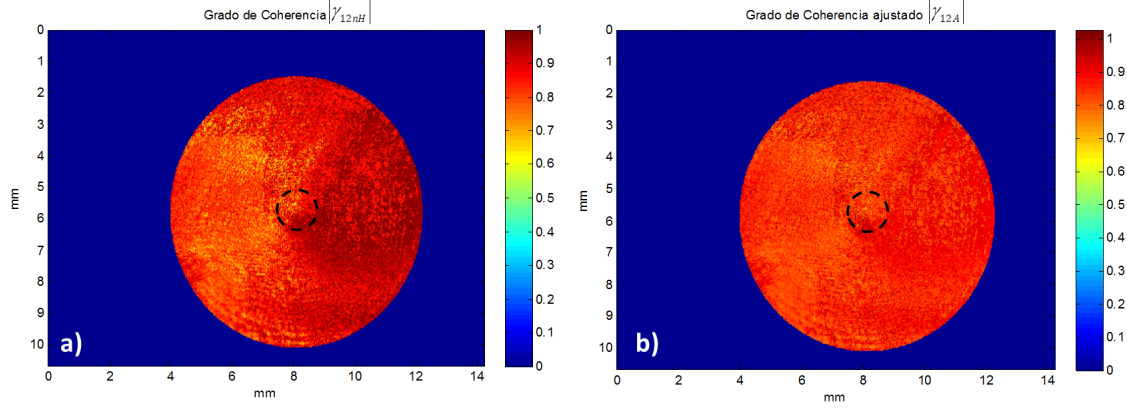


Figura 4.7.: Comparación de a) $|\gamma_{12nH}|$ y de b) $|\gamma_{12A}|$ para una superficie plana.

El coeficiente de variación se utiliza como medida de dispersión, asegurando así que la suma del patrón ponderado $\epsilon \cdot H(x, y)$ resulte en una distribución constante de intensidades para esta superficie de referencia. El algoritmo genético implementado realiza la búsqueda de ϵ y de ς , retornando como solución predominante $\epsilon = 0.0774$ y $\varsigma = -0.0389$. La Fig. 4.7 muestra la comparación entre $|\gamma_{12H}|$ y $|\gamma_{12A}|$, una vez que se ha aplicado el ajuste sugerido por el algoritmo genético.

En la Fig. 4.7, la distribución de intensidades en $|\gamma_{12A}|$ muestra menores variaciones respecto a $|\gamma_{12nH}|$, sin embargo, el área del centro señalada con un círculo no resulta confiable al tomar valores $0.73 < |\gamma_{12A}| < 0.93$. La pérdida de información en esta área proviene de la etapa de captura de imágenes, como se observa en la Fig. 4.2. Esto se debe a que la fase queda indeterminada en el centro del patrón desplegado, y aparece como singularidad, al igual que se ha descrito para la Fig. 2.10. Por lo tanto, para cualquier superficie analizada con la técnica propuesta, el valor de $|\gamma_{12A}|$ en el centro de la imagen se considera indeterminado. En este caso, para calibración con una superficie plana se obtiene un coeficiente de variación $CV = 0.83\%$ en $|\gamma_{12A}|$, comparado con uno de 2.94% en $|\gamma_{12nH}|$. Este coeficiente aparenta ser pequeño para $|\gamma_{12nH}|$, sin embargo, en la Fig. 4.7 (a) es notorio. Esto se debe a que $|\gamma_{12nH}|$ no varía desde 0 hasta 1, sino que toma valores mayores a 0.7, como se distingue a partir de la escala de color a la derecha de la Fig. 4.7 (a).

Con este resultado se procede a la caracterización en dimensiones de las superficies cuadrada, rampa y calibre fijo, calculando $|\gamma_{12A}|$.

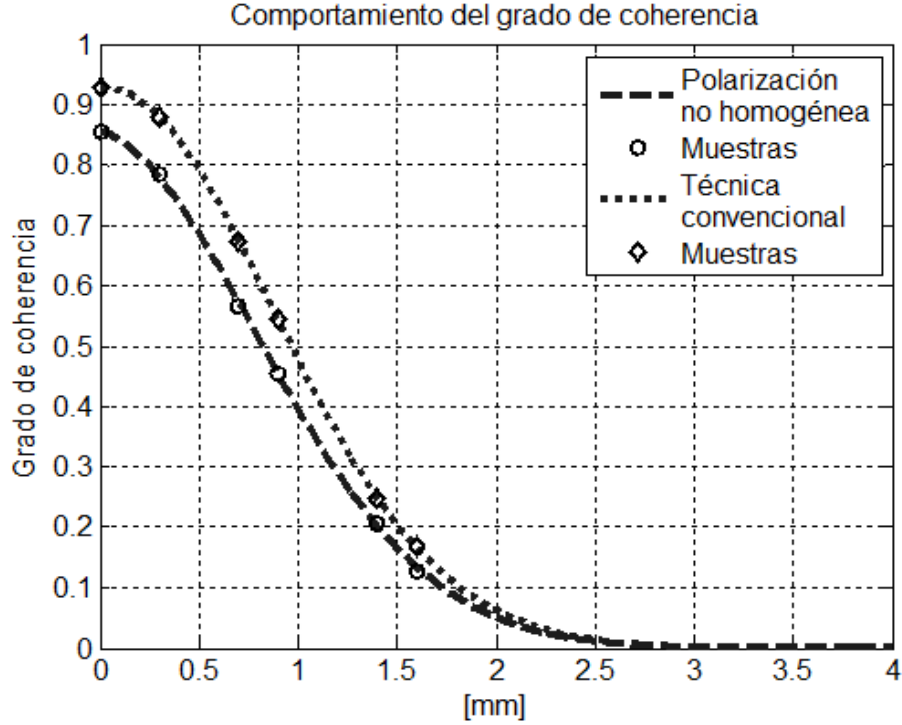


Figura 4.8.: Curva del grado de coherencia bajo la técnica convencional DIC y utilizando polarización no homogénea.

4.3. Medición del perfil de superficies

4.3.1. Superficie cuadriculada

Las figuras contenidas en este objeto fueron capturadas y procesadas bajo la metodología descrita en las secciones 1.3.1 y 4.2. Además, modificando la imagen de fase desplegada en el modulador, se capturaron imágenes de las estructuras bajo polarización lineal homogénea, analizando a 0° y 90° respecto a la horizontal. En ambos casos se calcula el grado de coherencia; de forma directa como $|\gamma_{12H}|$ para el experimento con la técnica convencional, y como $|\gamma_{12A}|$ para haces con polarización no homogénea.

La Fig. 4.8 contiene las curvas representativas del grado de coherencia para cada caso; la curva de puntos representa el resultado bajo la técnica convencional, mientras que la curva de guiones representa el caso bajo polarización no homogénea.

Estas curvas fueron generadas a partir de 6 puntos muestra sobre la superficie cuadriculada. Dado que el grado de coherencia se define por una curva gaussiana, las muestras se organizaron en un vector $\mathbf{v}$ y se utilizaron para ajustar y determinar los coeficientes a, b y c en la expresión $a e^{-((\mathbf{v}-b)/c)^2}$. La curva para la polarización no homogénea se ajustó con un

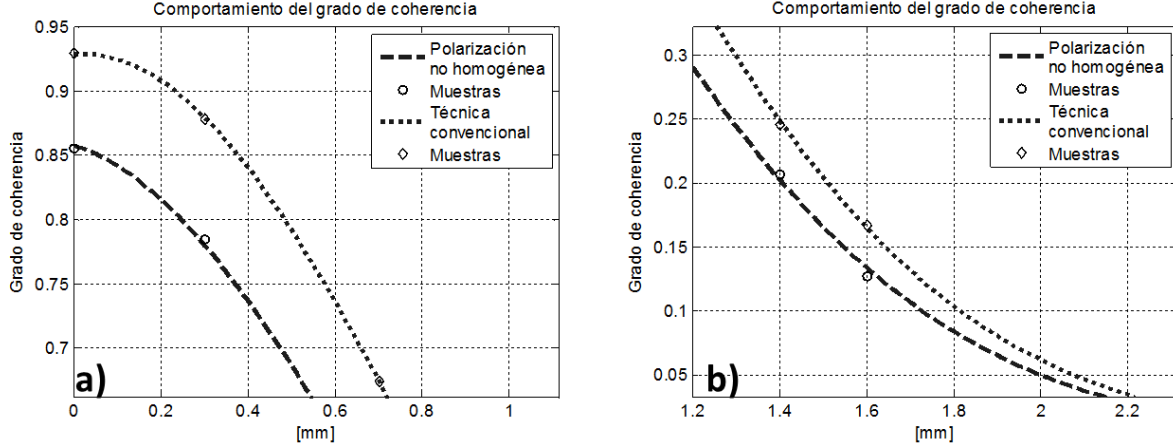


Figura 4.9.: Comparación del ajuste de las curvas en a) dimensiones menores a 0.7 mm y b) dimensiones mayores de 1.3 mm

coeficiente de determinación $R^2 = 0.996$, mientras que la curva relacionada con la técnica convencional se ajustó con $R^2 = 0.999$. Ambas curvas demuestran la misma longitud de coherencia, limitando así la detección a 3 mm.

De forma semejante al ajuste mostrado para la superficie plana, el valor de $|\gamma_{12A}|$ en 0 mm es menor a 0.9, lo cual disminuye la amplitud de la curva respecto a la de la técnica convencional. En la Fig. 4.9 se muestran las comparaciones entre ambas curvas, en (a) ambas pasan por sus puntos de muestra, mientras en (b) hay diferencia entre los puntos de muestra y la curva que corresponde a la polarización no homogénea. Esto indica que en figuras de alturas mayores a 1.6 mm respecto a la base del objeto, aparecerán errores de medición, los cuales serán cuantificados.

A partir de las curvas mostradas se calcularon las alturas de las estructuras en la superficie cuadrículada. En la Fig. 4.10 se han graficado las mediciones de las figuras respecto a su diseño, para cada técnica.

Estas mediciones se tomaron a partir de la intensidad de 30 píxeles que coincidieran para una misma figura dentro de cada imagen, y las barras de error se determinaron con un nivel de confianza de 95 %. Ambas técnicas demuestran detectar las variaciones del altura desde 0.1 mm respecto a la base hasta 3 mm. Para dimensiones menores a 1.5 mm de altura, la técnica con polarización no homogénea detecta una profundidad más cercana a la diseñada, en algunos casos con menor error que la técnica convencional. Por encima de 1.5 mm de altura, la técnica convencional logra una detección de las dimensiones de las figuras con menor error, observándose que incrementa en tamaño la barra de error de la técnica con polarización no homogénea. Para alturas de 2.5 mm a 3 mm, ambas técnicas ofrecen un mayor error de

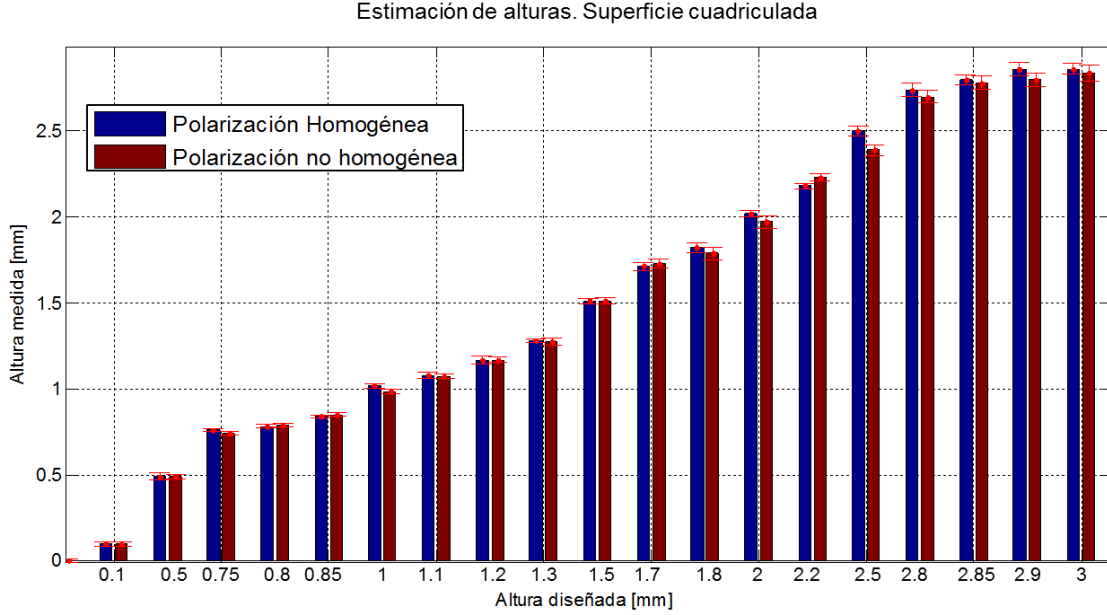


Figura 4.10.: Estimación de alturas sobre la superficie cuadriculada.

detección, lo cual se debe a la forma de la curva del grado de coherencia en la Fig. 4.8. El intervalo de valores que toma el grado de coherencia para alturas mayores a 2.5 mm es pequeño (comprende un 2% del máximo valor de $|\gamma_{12A}|$) en relación con los 0.5 mm restantes para el cruce de la curva con cero. Es importante recordar que para todos los experimentos aquí presentados la resolución máxima está limitada a $13.7\mu\text{m}$ dada la profundidad de bits de la cámara utilizada, lo cual representa un error que aparecerá constante para todas las mediciones.

En la Fig. 4.11 se muestran ejemplos de imágenes de contraste obtenidas sobre este objeto, colocando como referencia la altura con la que fueron diseñados.

De este experimento se ha observado que la técnica de DIC con polarización no homogénea puede proveer mejor detección respecto a la técnica convencional al trabajar hasta la mitad de la curva del grado de coherencia. Considerando las mediciones y el error obtenido para estructuras menores de 1.5 mm de profundidad, la polarización no homogénea detecta profundidades con un error promedio de $16\mu\text{m}$ respecto a la dimensión diseñada, en comparación con un error de $23\mu\text{m}$ resultante de la técnica convencional. A continuación se presentan los resultados de las mediciones sobre la superficie rampa.

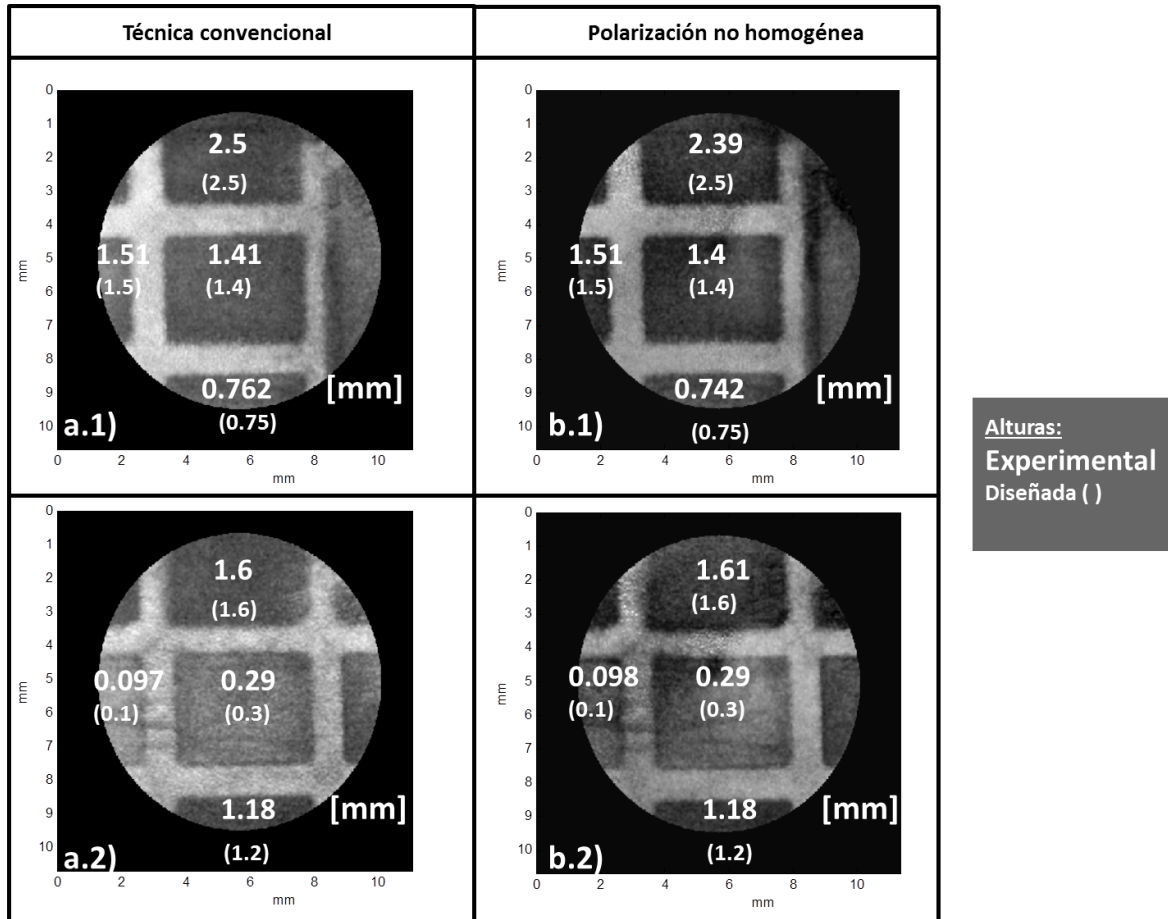


Figura 4.11.: Comparación visual del contraste ofrecido por las técnicas a.1) y a.2) DIC convencional y b.1) y b.2) DIC con polarización no homogénea.

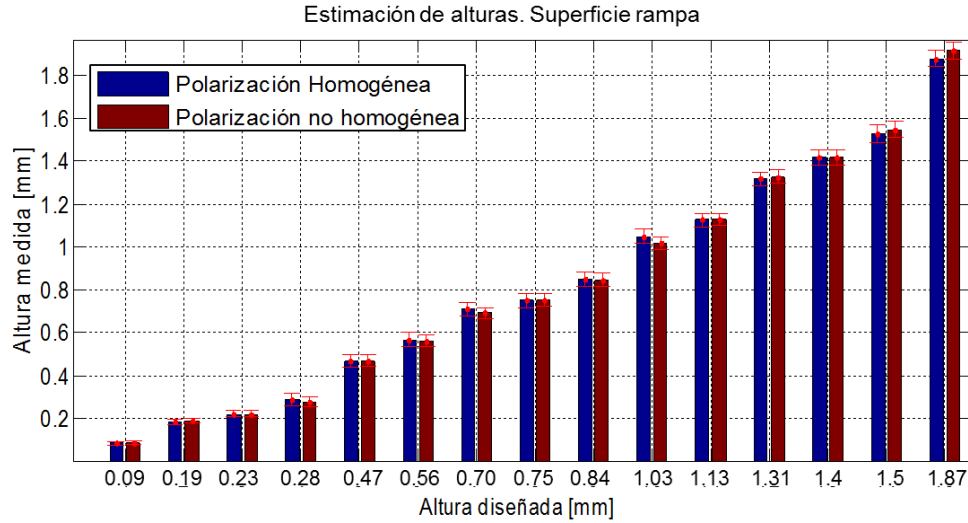


Figura 4.12.: Estimación de alturas sobre la superficie rampa.

4.3.2. Superficie rampa

El perfil de este objeto se mide con el fin de conocer la mínima variación detectada bajo la técnica propuesta. En la Fig. 4.12 se organizan en una gráfica las mediciones y errores obtenidos en esta prueba, donde se utilizaron para calibración de la curva, superficies con alturas de 0.14 mm, 0.38 mm, 0.66 mm, 0.94 mm y 1.6 mm. El espaciado lateral en la impresión de este objeto es de 0.5 mm, por lo que las variaciones de altura se deben de medir bajo esta distancia lateral mínima. Durante la realización de este experimento, se observó que el contraste se discrimina en distancias cercanas a 1 mm, por lo que se consideró este valor para cálculo de resultados. El valor mínimo de altura a detectar bajo estas características es de 0.09 mm, que se encuentra a una distancia de 0.5 mm respecto al inicio de una de las figuras contenidas en este objeto. En este caso, a partir de 0.5 mm se comienza el espaciado lateral para tomar las mediciones.

De los datos en la Fig. 4.12, la variación mínima detectada al utilizar polarización no homogénea es de 50 μm , discriminando entre figuras de alturas de 0.23 mm y 0.28 mm y de 0.7 mm y 0.75 mm. Para menores variaciones de altura, como el caso entre figuras de 0.19 mm y de 0.23 mm, las mediciones son $0.191 \pm 0.011 \text{ mm}$ y $0.223 \pm 0.013 \text{ mm}$, lo cual representa una diferencia de solo 4 % para su discriminación. Para este mismo caso, la polarización homogénea detecta $0.186 \pm 0.013 \text{ mm}$ y $0.221 \pm 0.015 \text{ mm}$, ofreciendo una menor discriminación al representar el 3.4 % de diferencia.

De esta manera, la polarización no homogénea ofrece mejor discriminación para estructuras con de alturas menores a 1.5 mm, que representa la mitad de la longitud de coherencia (ver

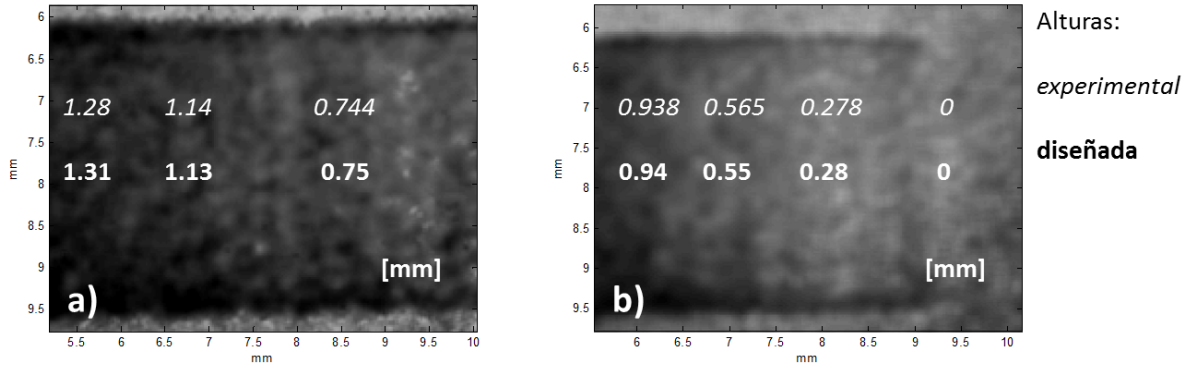


Figura 4.13.: Contraste ofrecido por la técnica DIC con polarización no homogénea en la superficie rampa.

sección 3.3) correspondiente al montaje experimental. Para estructuras con alturas mayores, esta propuesta presenta mayor error de detección respecto a la técnica convencional.

En general, para dimensiones menores a 1.5 mm, ambos experimentos sobre la superficie rampa presentan el doble de error de medición respecto a la superficie cuadrículada. Esto se debe a que las variaciones de altura son de 25 μm por capa impresa, y dos secciones contiguas no se distinguen adecuadamente, ya sea como consecuencia de la profundidad de bits de la cámara o debido al montaje. En la Fig. 4.13, se presentan las imágenes de dos secciones de este objeto. El contraste varía ligeramente de una sección a otra, para distancias laterales de 1 mm.

4.3.3. Superficie calibre fijo

La superficie de este objeto se probó con un total de 10 galgas de distinto grosor, con las que se generaron 15 datos de altura. Se tomaron nuevamente las mediciones del grado de coherencia correspondientes a 30 píxeles sobre cada elemento y se calcularon la media y el error en cada caso. El error observado en la gráfica de la Fig. 4.14, a diferencia de los casos pasados, es menor. Esto se debe a la superficie plana que presentan estos elementos, observada como una superficie pulida en comparación de los objetos impresos y recubiertos en aluminio. Sin embargo, la resolución del experimento propuesto y del convencional sigue resultando de 0.05 mm.

En la Fig. 4.14 se observa que tanto la polarización homogénea como la no homogénea proveen mediciones cercanas a las reales sobre los elementos utilizados. La técnica DIC bajo polarización no homogénea presenta una ventaja en detección respecto a la técnica convencional, al resultar en promedio una diferencia de $\pm 1.5\%$ respecto al grosor real de los

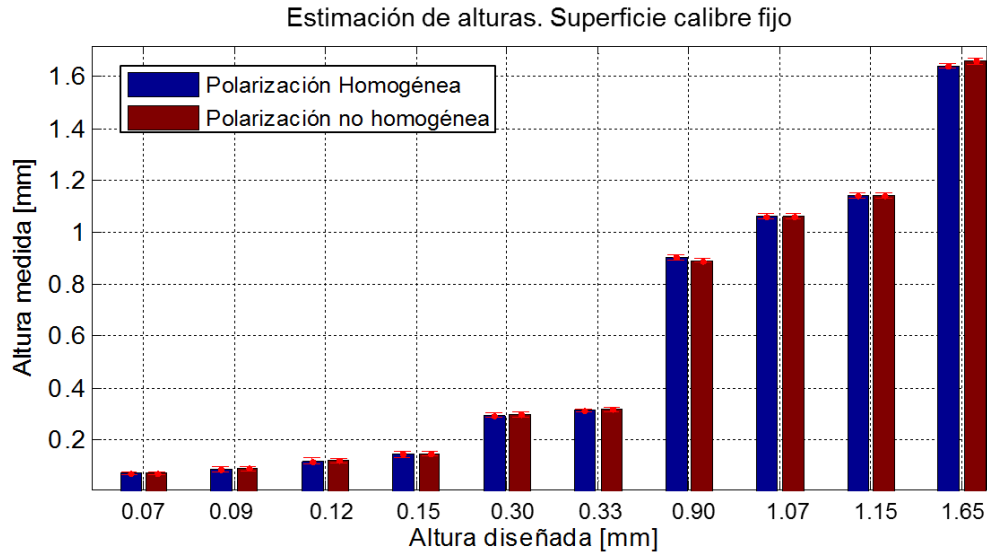


Figura 4.14.: Mediciones realizadas sobre la superficie calibre fijo.

elementos, mientras esta diferencia es de $\pm 1.9\%$ bajo la técnica convencional. Se presentan casos donde la resolución del experimento no permite una discriminación, como en las mediciones de 0.07 mm respecto 0.09 mm, que para la polarización no homogénea proveen los valores $70 \pm 8\mu\text{m}$ y $89 \pm 11\mu\text{m}$.

Como se observa en la Fig. 4.15, el contraste en cada elemento es constante en comparación con la Fig. 4.13. Las líneas negras entre los elementos se forman al sobreponerse éstos, ayudando a identificar las fronteras del contraste. En la Fig. 4.15 es difícil distinguir con base en el contraste la altura de 0.09 mm respecto la de 0.12 mm, al igual que ocurre entre 0.30 mm y 0.33 mm. Como se mencionó, este experimento brinda una resolución de 0.05 mm, lo cual se comprueba visualmente al comparar los elementos con 0.04 mm y 0.09 mm de altura, entre los cuales sí se observa cambio de contraste.

Las imágenes de este experimento fueron recortadas dadas las dimensiones de las galgas. Los segmentos mostrados en la Fig. 4.15 hacen evidentes las diferencias de contraste al acumularse la altura que representan las galgas. Como se ha descrito anteriormente, el contraste de la técnica DIC ofrece también información para discriminación de materiales que componen una superficie. Por ello, se prueba también esta propuesta con la superficie reflectiva compuesta.

4.4. Discriminación de materiales

En este trabajo se aborda la técnica DIC en reflexión, por lo que en esta sección se explora la discriminación de materiales reflectivos que componen al cuarto objeto de prueba. Como

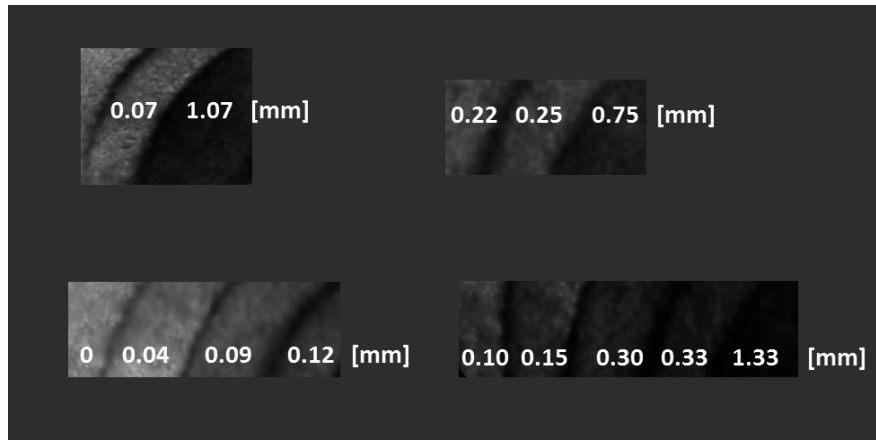


Figura 4.15.: Contraste ofrecido por la técnica DIC con polarización no homogénea en los elementos de la superficie calibre fijo.

Tabla 4.1.: Detección del grado de coherencia para discriminación de materiales.

Material	Polarización homogénea	Polarización no homogénea
Aluminio	0.711 ± 0.017	0.698 ± 0.018
Latón	0.568 ± 0.014	0.560 ± 0.011

se describió en la sección 3.2.3, la relación de reflectancia entre las placas de aluminio y de latón es de 1.20.

4.4.1. Plano reflectivo compuesto

En este objeto, se cuenta únicamente con un par de valores de contraste provenientes del aluminio y del latón en la superficie de prueba. Por ello, en este caso no se realiza una calibración de la curva del grado de coherencia, sino que se calcula una relación del contraste entre ambos materiales, comparándolo con la relación de reflectancia medida con un espectrómetro. La Tabla 4.1 muestra una comparación de los valores de contraste detectados por ambas técnicas para el par de materiales bajo medición.

Los datos de la Tabla 4.1 fueron calculados considerando 90 mediciones de intensidad por pixel sobre áreas correspondientes a cada material, 30 mediciones por área mostrada en la Fig. 4.16, calculando el promedio y la desviación estándar para determinar el error por medición.

La relación de reflectancia $R_{Aluminio}/R_{Latón}$ ofrecida mediante contraste por la técnica convencional DIC es de 1.25, mientras que con polarización no homogénea se obtiene 1.24. De este par de datos, la razón ofrecida al utilizar polarización no homogénea en la técnica DIC es más aproximada a la medida con el espectrómetro. Esto ya que considerando el error listado

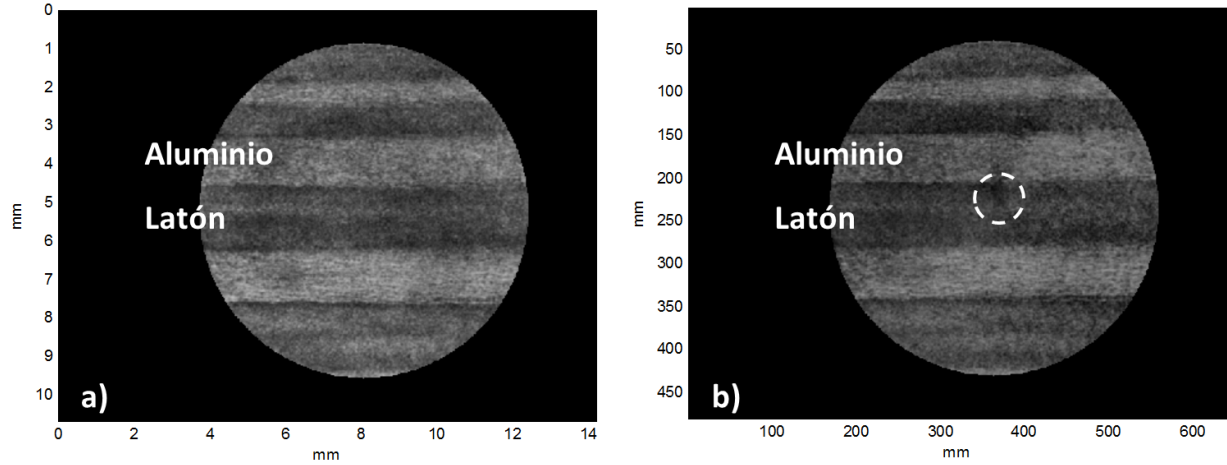


Figura 4.16.: Comparación del grado de coherencia calculado para el plano reflectivo compuesto. a) Polarización homogénea y b) Polarización no homogénea.

en la Tabla 4.1, la polarización homogénea ofrece una razón de contraste con valores desde 1.19 hasta 1.28, mientras que polarización no homogénea ofrece menor variación al estar comprendida entre 1.19 y 1.27.

La Fig. 4.16 muestra una comparación del contraste obtenido con ambas técnicas, donde las láminas de aluminio son las de mayor intensidad respecto a las de latón. Como en las pruebas con los primeros tres objetos, se evita trabajar con el área central de la imagen, donde las intensidades resultantes no ofrecen información sobre la superficie bajo medición.

Considerando los experimentos sobre los cuatro objetos presentados y el modelo de ajuste propuesto, se ha observado que para $|\gamma_{12A}| > 0.15$, la técnica DIC con polarización no homogénea ofrece variaciones de contraste que indican un comportamiento más cercano al real sobre la superficie, respecto a la técnica convencional. Dichas variaciones se han relacionado ya sea con el perfil de la superficie o con la presencia de distintos materiales reflectivos. En el primer caso, la detección mínima de variaciones de perfil es de $50\mu\text{m}$, y en general, para alturas de hasta 1.5 mm, la detección posee un error de $\pm 1.88\%$, mientras la polarización homogénea $\pm 2.21\%$. En el caso de la discriminación de materiales, la técnica DIC con polarización homogénea ha ofrecido una razón de reflectancia 0.3% más cercana a la real, respecto a la obtenida con la técnica convencional.

5. Conclusiones

5.1. Introducción

En este proyecto se ha estudiado el uso de haces con polarización no homogénea en la técnica de contraste diferencial interferencial, explorando tanto la discriminación de materiales como la capacidad de determinación del perfil, al trabajar en modo reflectivo. Se ha trabajado con objetos de dimensiones de hasta 3 mm de altura, explorando un intervalo de dimensiones útil en inspecciones realizadas en la industria, aprovechando además la relación entre la longitud de coherencia de la fuente utilizada y la capacidad teórica máxima de detección del montaje.

Los resultados reportados dependen tanto de la calibración del modulador espacial de luz como rotador de polarización, como del modelo propuesto para ajuste del grado de coherencia. El estudio de cuatro distintos tipos de superficies, lleva a las conclusiones presentadas en este capítulo.

5.2. Contribución y resultados obtenidos

Como se ha descrito en este documento, este proyecto se ha desarrollado en dos etapas principales; la generación de haces con polarización no homogénea utilizando un modulador espacial de luz y la implementación de un interferómetro que con estos haces permite capturar imágenes de contraste. Ambas etapas representan fuentes de aportación, las cuales son discutidas en esta sección.

5.2.1. Generación de haces con polarización no homogénea

Con el fin de controlar de forma dinámica el despliegue de distintos patrones de fase, se propuso generar los haces con polarización no homogénea mediante un modulador espacial de luz. Para ello, se estudiaron metodologías que requieren ya sea doble incidencia o un solo paso de la luz por el modulador. Dado que la primera opción representa una disminución del

tamaño del haz incidente, se eligió una técnica de un solo paso, aprovechando la totalidad del área de trabajo del modulador. El montaje más atractivo para realizar el control local del estado de polarización de un haz incidente resultó ser el de rotador de polarización. Sin embargo, al contar con un modulador espacial de luz de giro helicoidal, el montaje del rotador de polarización para dispositivos de cristal líquido con distinto arreglo molecular resulta inadecuado.

Por ello es de importancia la propuesta de calibración aquí presentada, donde se han caracterizado la respuesta del TN-SLM y sus limitaciones en cuanto a eficiencia de conversión (de 20 %) e intervalo de rotación de polarización (de 177°). **Se ha justificado de forma matemática el uso del TN-SLM como rotador de polarización** retomando un modelo del comportamiento individual de las celdas de cristal líquido, caracterizando el TN-SLM sin necesidad de determinar sus parámetros físicos. **Se ha demostrado la manipulación local del estado de polarización de un frente de onda con un TN-SLM**, alterando factores cuadráticos de fase y agregando corrimientos lineales. Como ventaja adicional, el montaje del TN-SLM como rotador de polarización requiere únicamente un divisor de haz no polarizador y una placa retardadora de cuarto de onda, **convirtiendo esta propuesta en una opción simple y accesible.**

Finalmente, el montaje implementado puede hacerse eficiente en cuanto a iluminación al incidir sobre el TN-SLM con un ángulo respecto a la normal, evitando el uso del *NPBS* y agregando otra placa *Qwp* en el haz reflejado del TN-SLM.

5.2.2. Implementación del montaje propuesto para medición de superficies

El montaje de contraste diferencial interferencial en reflexión se implementó una vez generados los haces con polarización no homogénea. Inicialmente se propuso el uso de haces con polarización radial y azimutal, sin embargo, dada la respuesta del TN-SLM, se utilizaron haces con carga topológica $l = -0.5$. De esta manera, el patrón de fase desplegado en el TN-SLM representa a los estados de polarización lineales contenidos en su intervalo de rotación.

Utilizando una cámara monocromática con un arreglo de 480×640 píxeles y un diámetro de haz de 9.5 mm, se determinó una resolución lateral de 0.1 mm. Sin embargo, para la superficie rampa la resolución lateral de la impresora fue de 0.5 mm, por lo que esta es la distancia mínima en la que se calculan variaciones de niveles de gris. Considerando la relación entre la longitud de coherencia del láser y la capacidad teórica máxima de detección del

montaje, se utilizaron objetos con variaciones de altura máxima de 3 mm. Dichas superficies se caracterizaron utilizando la metodología que calcula el grado de coherencia para un montaje DIC en modo reflectivo.

Bajo estas características y utilizando como superficie de referencia una pieza plana, se propuso un modelo para ajuste del grado de coherencia que resulta de la técnica DIC con polarización no homogénea. Dada la similitud de la distribución de intensidad del grado de coherencia respecto a la polarización incidente sobre el objeto, se propuso un ajuste simulando y ponderando las intensidades analizadas de dicho patrón con un analizador lineal a 90° respecto a la horizontal. De esta forma, el modelo propuesto depende de la medición directa de la superficie de referencia $|\gamma_{12nH}|$, de un patrón de intensidades aplicando la ley de Malus a la polarización no homogénea $H(x, y)$ y de su ponderación ϵ a través de un algoritmo genético simple; aspectos que combinan la parte experimental con una justificación teórica del ajuste.

Comenzando por el módulo del grado de coherencia ajustado $|\gamma_{12A}|$ de la superficie plana, al emplearse los coeficientes propuestos por el algoritmo genético, el valor máximo de $|\gamma_{12A}|$ resultó menor que $|\gamma_{12H}|$, indicando que la detección de alturas bajo polarización no homogénea podría ser menor respecto a la técnica convencional. Se midió un coeficiente de variación de 0.83 % en $|\gamma_{12A}|$, donde el objetivo era obtener una variación mínima punto a punto sobre la superficie capturada, por lo que se consideró este modelo para ajuste sobre los tres objetos de prueba.

Considerando los primeros tres objetos; los resultados muestran que **bajo esta propuesta se alcanzó una resolución de 0.05 mm en la detección de alturas sobre figuras de hasta 1.5 mm**. A partir de 1.5 mm y hasta 3 mm, que representan aproximadamente $|\gamma_{12A}| < 0.15$, la discriminación de alturas se ve afectada. Comparando la técnica convencional DIC y la propuesta, al implementar ambas bajo condiciones semejantes, **la detección de alturas por $|\gamma_{12A}|$ resultó más cercana a la diseñada en el intervalo de 0 mm hasta 1.5 mm, al poseer un error de $\pm 1.88\%$, mientras la convencional presenta uno de $\pm 2.21\%$. De 1.5 mm hasta 3 mm, $|\gamma_{12H}|$ demostró una detección de alturas sin alteración, conservando un error estándar similar al presentado de 0 mm hasta 1.5 mm.**

Los experimentos sobre la superficie plana compuesta fueron realizados principalmente para demostrar que es posible aplicar la técnica DIC en reflexión para discriminación de materiales reflectivos, función que no ha sido ampliamente explorada de acuerdo a la revisión bibliográfica. Las imágenes de la superficie plana compuesta han mostrado que el contraste debido a reflectancia se puede obtener con la técnica DIC, ya sea implementada de forma convencional o como aquí se ha propuesto. **Al comparar $|\gamma_{12A}|$ respecto a $|\gamma_{12H}|$ se encontró**

una mejora de 0.34 % en la relación de contraste, utilizando la polarización no homogénea para determinación de una razón de reflectancia entre materiales.

El estudio realizado indica que la polarización no homogénea en la técnica DIC provee información del perfil y de reflectancia de una superficie, tal como lo ofrece la técnica convencional. Se encontró que **para variaciones menores a 1.5 mm, que en este caso representa la mitad de la longitud de coherencia del experimento en reflexión, la polarización no homogénea y el modelo propuesto ofrecen mayor discriminación por contraste respecto a la técnica convencional.** Esto puede aprovecharse para medir perfiles con dimensiones milimétricas, donde es posible mejorar incluso la resolución al cambiar la fuente de luz o la cámara por una de mayor profundidad de bits. En este estudio, la mejora de contraste representó para los primeros tres objetos una diferencia de 1.3 %, donde las dimensiones interpretadas de $|\gamma_{12A}|$ se aproximan más a las reales al considerar los intervalos de confianza.

5.3. Trabajo a futuro

Como trabajo a futuro se abordan las siguientes ideas resultantes de este proyecto.

Como experimento adicional, se ha comprobado la utilidad de algunos haces con polarización no homogénea generados en este proyecto, con variaciones de carga topológica l y de desplazamiento β , para el confinamiento óptico. El confinamiento óptico de partículas puede ser explorado de forma extensiva probando las distribuciones de campo generadas con el TN-SLM al incluir el parámetro cuadrático α , y determinando las diferencias al considerar el límite de rotación que el TN-SLM utilizado posee.

Bajo las condiciones descritas se ha encontrado una ligera mejora de contraste al utilizar la polarización no homogénea, lo cual se puede aprovechar al trabajar con superficies donde las variaciones de contraste se representen en la curva del grado de coherencia antes de la mitad de la longitud de coherencia de la fuente. En este estudio se experimentó con superficies de dimensiones de hasta 3 mm por su relación con la longitud de coherencia de la fuente. Sin embargo, si se disminuye la longitud de coherencia al cambiar la fuente de luz, será posible mejorar la resolución con la que se interpretan las variaciones de la superficie, disminuyendo a su vez la capacidad máxima de detección del montaje. Por lo que esto puede representar una aplicación de este estudio en superficies microscópicas.

Se estudió la detección de contraste utilizando un patrón de polarización no homogéneo con carga topológica $l = -0.5$ dadas las limitaciones del TN-SLM. Partiendo de esto se puede

plantear otro estudio utilizando distintos patrones de polarización, con cargas topológicas mayores a 0.5.

Existe pérdida de información en el área central de las imágenes del grado de coherencia, por lo que también sería de interés determinar un patrón no homogéneo que evite esta situación. Además, trabajando otro modelo de modulador sería posible evitar la aparición de la línea de salto de fase que en estos experimentos se ha reportado.

La resolución del experimento aquí presentado está limitada también por la detección de contraste debido a la respuesta de la cámara utilizada, la cual es de 8 bits. Por ello, otra manera de mejorar la resolución sería trabajar con una cámara con mayor profundidad de bits, donde por ejemplo, 9 bits ofrecerían un total de 512 niveles de gris. Mejorar esta característica al igual que el cambio de fuente puede incrementar ampliamente la resolución del experimento.

Este estudio se puede ampliar también respecto al análisis de contraste por reflectancia de materiales, haciendo uso de una variedad de superficies reflectivas, ya que este caso se limitó a dos materiales.

Acrónimos

Acrónimos empleados en el presente documento:

CCD: Charge-Coupled Device / *Dispositivo de carga acoplada*

DIC: Differential Interference Contrast / *Contraste Diferencial Interferencial*

DoLP: Degree of Linear Polarization / *Grado de polarización lineal*

DoP: Degree of Polarization / *Grado de polarización*

Hwp: Half-waveplate / *media onda*

LCP: Left Circular Polarization / *Polarización circular izquierda*

LCD: Liquid Crystal Display / *Pantalla de Cristal Líquido*

NPBS: Non Polarizing Beam Splitter / *Divisor de haz no polarizador*

Qwp: Quarter-waveplate / *cuarto de onda*

RCP: Right Circular Polarization / *Polarización circular derecha*

SLM: Spatial Light Modulator / *Modulador espacial de luz*

TNSLM: Twisted Nematic Spatial Light Modulator / *Modulador espacial de luz nemático de giro helicoidal*

A. Caracterización del TN-SLM

A continuación se presenta el procedimiento y los resultados de la caracterización del TN-SLM para polarización lineal incidente, propuesto por Ruiz-Corona y Arrizon-Peña [52]. Al describir el comportamiento del TN-SLM como una serie de capas de cristal líquido con inclinación ϕ_1 y grado de giro δ_t individual respecto al arreglo helicoidal, se obtiene la expresión

$$M_{TN-SLM} = e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} a_1 e^{i\phi_1} & ia_2 \\ ia_2 & a_1 e^{-i\phi_1} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

donde las variables a_1 y a_2 representan amplitudes en la matriz de Jones M_{TN-SLM} . Estas variables pueden ser determinadas a partir de la respuesta del TN-SLM ante distintos estados de polarización, midiendo con un sensor de potencia óptica a través de un polarizador, como analizador. En la Fig. A.1 se demuestra el montaje para esta caracterización.

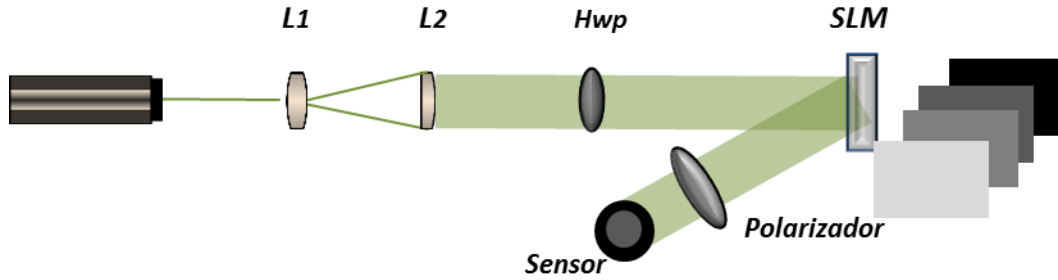


Figure A.1.: Montaje experimental para caracterización del TN-SLM ante polarización lineal.

De la Fig. A.1, considerando que el vector de Jones de la polarización incidente es

$J_P = \begin{bmatrix} \text{sen}\varphi \\ \text{cos}\varphi \end{bmatrix}$, donde φ es el ángulo de inclinación de la polarización respecto a la horizontal, el vector de Jones J_s que describe el estado de polarización en el TN-SLM es

$$J_p = e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} a_1 e^{i\phi_1} & ia_2 \\ ia_2 & a_1 e^{-i\phi_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \text{sen}\varphi \\ \text{cos}\varphi \end{bmatrix} = e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} a_1 e^{i\phi_1} \text{sen}\varphi + ia_2 \text{cos}\varphi \\ a_1 e^{-i\phi_1} \text{cos}\varphi + ia_2 \text{sen}\varphi \end{bmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Considerando ahora al analizador, la matriz de Jones M_A que lo describe para un eje de transmisión γ respecto a la horizontal es

$$M_A = \begin{bmatrix} \cos^2\gamma & \sin\gamma\cos\gamma \\ \sin\gamma\cos\gamma & \sin^2\gamma \end{bmatrix}, \quad (\text{A.3})$$

por lo que el vector de Jones J_s de la polarización en el sensor es

$$J_s = e^{-i\delta_t} \begin{bmatrix} \cos^2\gamma (a_1 e^{i\phi_1} \sin\varphi + ia_2 \cos\varphi) + (\sin 2\gamma/2) (a_1 e^{-i\phi_1} \cos\varphi + ia_2 \sin\varphi) \\ (\sin 2\gamma/2) (a_1 e^{i\phi_1} \sin\varphi + ia_2 \cos\varphi) + \sin^2\gamma (a_1 e^{-i\phi_1} \cos\varphi + ia_2 \sin\varphi) \end{bmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

A partir de J_s , la intensidad I_s ante una orientación arbitraria del polarizador es

$$I_s = \cos^2\gamma (a_1^2 \sin^2\varphi + a_2^2 \cos^2\varphi) \cos^2\gamma + \sin^2\gamma (a_1^2 \cos^2\varphi + a_2^2 \sin^2\varphi) + a_1 a_2 \sin\phi_1 (\cos 2\gamma \sin 2\varphi - \cos 2\varphi \sin 2\gamma) + \sin 2\gamma \sin 2\varphi (a_1^2 \cos 2\phi_1 + a_2^2). \quad (\text{A.5})$$

Si se considera que la polarización incidente es $\varphi = 90^\circ$ respecto a la horizontal, la intensidad a la salida I_{sv} es

$$I_{sv} = a_1^2 \cos^2\gamma + a_2^2 \sin^2\gamma + a_1 a_2 \sin\phi_1 \sin 2\gamma. \quad (\text{A.6})$$

Dada esta expresión, se consideran tres distintos ángulos de transmisión del polarizador, simplificando así la determinación de a_1 , a_2 y ϕ_1 en M_{TN-SLM} . Al elegirse los ángulos de transmisión del polarizador de 45° , 90° y 135° respecto a la horizontal, se obtienen las expresiones

$$I_{s0} = a_1^2, \quad (\text{A.7})$$

$$I_{s45} = \frac{1}{2} (a_1^2 + a_2^2) + a_1 a_2 \sin\phi_1, \quad (\text{A.8})$$

$$I_{s135} = \frac{1}{2} (a_1^2 + a_2^2) - a_1 a_2 \sin\phi_1, \quad (\text{A.9})$$

por lo que las variables a_1 , a_2 y ϕ_1 son determinadas como

$$a_1 = \sqrt{I_{s0}}, \quad (\text{A.10})$$

$$a_2 = \sqrt{I_{s45} + I_{s135} - a_1^2}, \quad (\text{A.11})$$

$$\phi_1 = \text{asen} \left(\frac{I_{s45} + I_{s135}}{2a_1a_2} \right). \quad (\text{A.12})$$

Por otra parte, la determinación de δ_t se realiza mediante la implementación de una rejilla binaria en el TN-SLM, con $\varphi = \gamma = 0^\circ$ respecto a la horizontal. En este caso, la rejilla contiene en algún área dos franjas moduladas con niveles de gris de 0 y g , donde $0 \leq g \leq 255$. Las modulaciones complejas de estas franjas, considerando la polarización de incidencia y la posición del analizador son

$$m_0 = e^{i\delta_0} a_0 e^{i\phi_0}, \quad (\text{A.13})$$

$$m_g = e^{i\delta_g} a_g e^{i\phi_g}, \quad (\text{A.14})$$

donde las amplitudes a_0 y a_g , y las fases ϕ_0 y ϕ_g , se obtienen de la matriz M_{TN-SLM} , sin considerar el factor de fase externo. La potencia del orden cero de la rejilla es proporcional al cuadrado del módulo de la suma de las modulaciones m_0 y m_g , así que considerando $\delta_0 = 0$, la potencia de orden cero de la rejilla en el orden cero es $P_{0g} = C_0 [a_0^2 + a_g^2 + 2a_0a_g \cos(\phi_g + \delta_g - \phi_0)]$, para una constante C_0 . Experimentalmente, se miden las potencias P_{00} y P_{0g} para determinar la razón $r = P_{0g}/P_{00}$, de donde se obtiene

$$\cos(\phi_g + \delta_g - \phi_0) = \frac{4a_0^2 r - a_0^2 - a_g^2}{2a_0a_g}. \quad (\text{A.15})$$

De la Ec. (A.15), el valor de δ_g es equivalente a la variable δ_t de M_{TN-SLM} , por lo que dicha matriz queda completamente caracterizada.

Con base en este procedimiento, se caracterizó el TN-SLM utilizado en este proyecto. En la Fig. A.2 se muestra el resultado de la caracterización de las variables a_1 y a_2 , respecto a los niveles de gris desplegados en el TN-SLM, organizados en el eje horizontal de esta gráfica.

Respecto al comportamiendo de ϕ_1 , la gráfica de la Fig. A.3 muestra sus variaciones respecto a los niveles de gris, donde la escala vertical está dada en radianes.

Finalmente, del experimento de la rejilla en el TN-SLM, se caracteriza el parámetro δ_t de la forma mostrada en la Fig. A.4

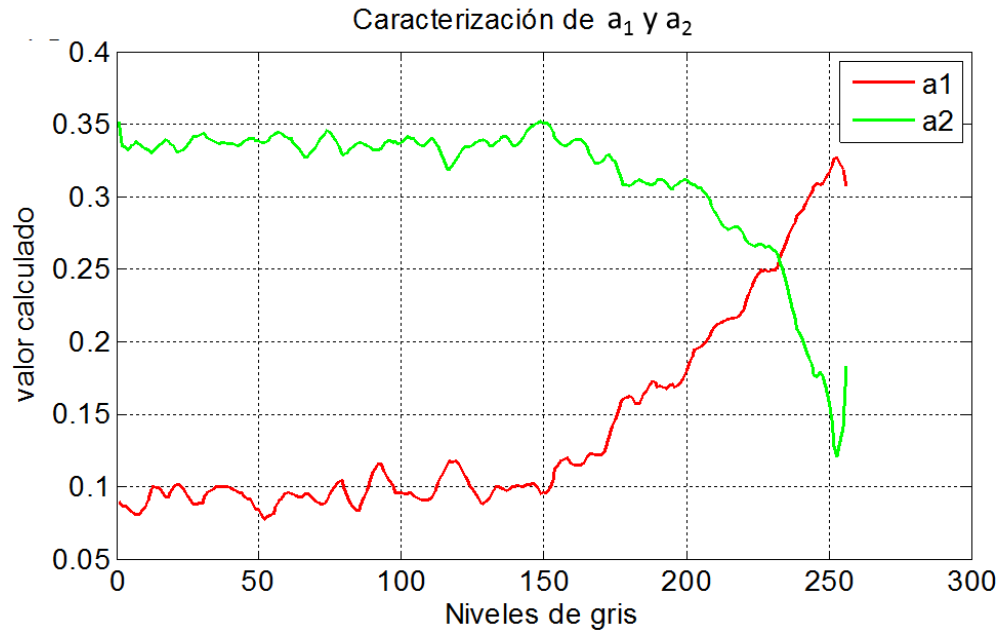


Figure A.2.: Montaje experimental para caracterización del TN-SLM ante polarización lineal.

Estas variables fueron caracterizadas para una polarización incidente a 100° respecto a la horizontal, debido a que a esa polarización se obtiene una modulación de hasta 2π por parte del modulador.

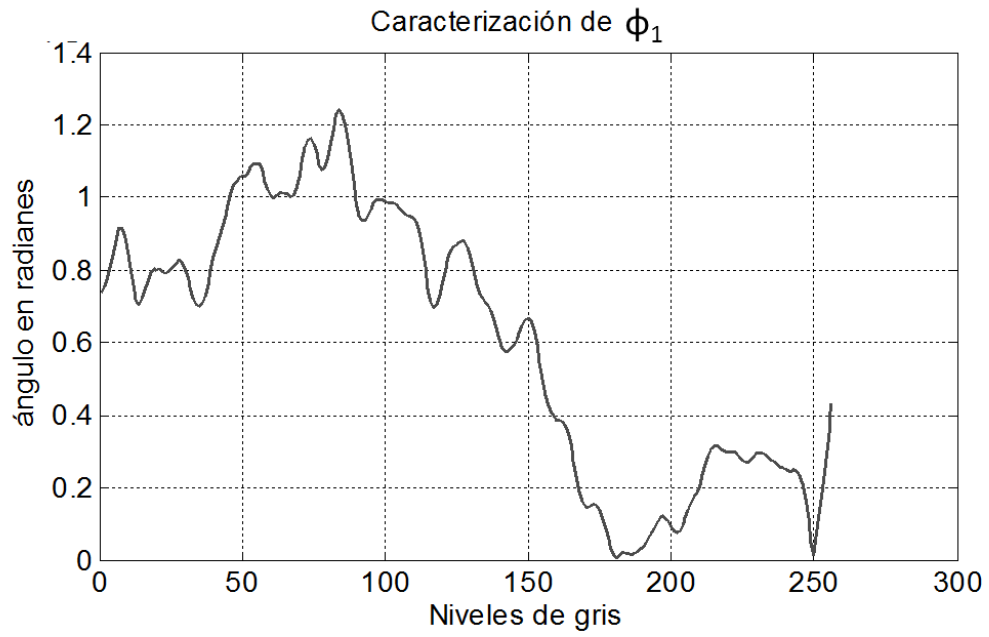


Figure A.3.: Caracterización del parámetro δ_t bajo polarización lineal a 100° respecto a la horizontal.

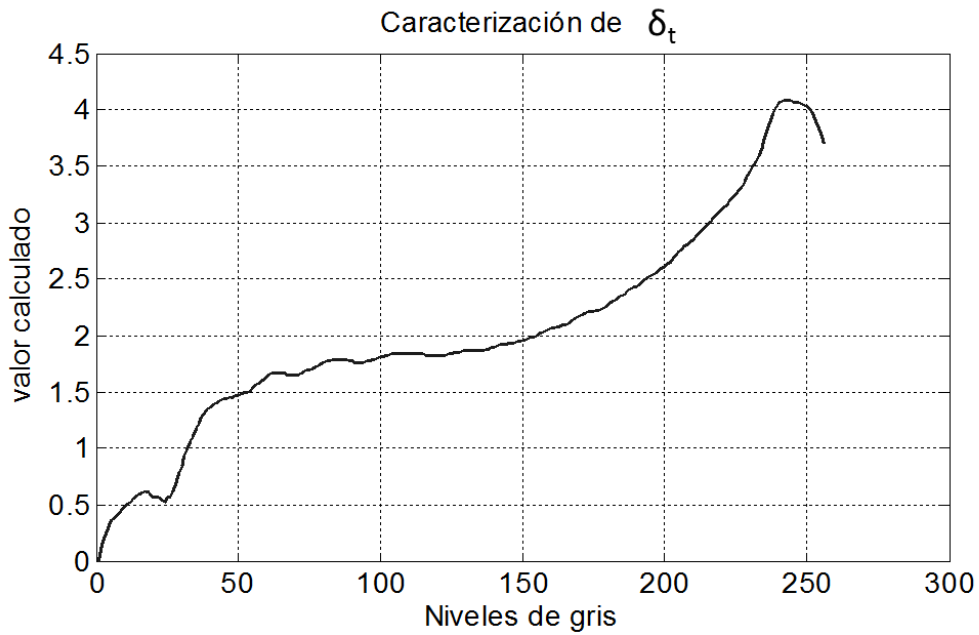


Figure A.4.: Caracterización del parámetro δ_t bajo polarización lineal a 100° respecto a la horizontal.

Referencias

- [1] K. Harding, “3d profilometry: next requests from the industrial viewpoint,” *Proc. SPIE*, vol. 7855, pp. 785513–785513–11, 2010.
- [2] Abdelmalek Hanafi, Tijani Gharbi, Jean-Yves Cornu, “In vivo measurement of lower back deformations with fourier-transform profilometry,” *Appl. Opt.*, vol. 44, pp. 2266–2273, Apr 2005.
- [3] N. Zhelev, S. Barudov, “Laser light scattering applications in biotechnology,” *Biotechnology and Biotechnological Equipment*, vol. 3, no. 19, pp. 3–8, 2005.
- [4] Jih-Huah Wu, Wen-Li Lee, Yun-Parn Lee, Ching-Huang Lin, Ji-Yi Chiou, Chuan-Fu Tai, Joe Air Jian, “An improved arterial pulsation measurement system based on optical triangulation and its application in the traditional chinese medicine,” *Dimensional Optical Metrology and Inspection for Practical Applications*, vol. 8133, no. 3, pp. 1–7, 2011.
- [5] Phillips KG, Baker-Groberg SM, McCarty OJ, “Quantitative optical microscopy: measurement of cellular biophysical features with a standard optical microscope,” *Journal of visualized experiments*, vol. 86, no. 7, pp. 1–7, 2014.
- [6] T. Yoshizawa, *Handbook of Optical Metrology Principles and Applications*. CRC Press, 2009.
- [7] K. J. Gasvik, *Optical Metrology*. Wiley, 3rd ed., 2002.
- [8] S. Arhab, G. Soriano, K. Belkebir, A. Sentenac, H. Giovannini, “Full wave optical profilometry,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 28, pp. 576–580, Apr 2011.
- [9] M. D., *Optical Shop Testing*. Wiley-Interscience, 2 ed.
- [10] R. S. Meir Max Barak, Amnon Sharir, “Optical metrology methods for mechanical testing of whole bones,” *The Veterinary Journal*, vol. 180, no. 1, pp. 7 – 14, 2009.
- [11] R. Photonics, “White light interferometers.” <https://www.rpphotonics.com>.
- [12] R. Leach, *Optical Measurement of Surface Topography*. Springer Berlin Heidelberg, 1st ed., 2011.

- [13] Valarie A. Barr, Stephen C. Bunnell, “Interference reflectance microscopy,” *Curr Protoc Cell Biol.*, pp. 1–8, 2009.
- [14] D. B. Murphy, S. A. Schwartz, E. D. Salmon, K. R. Spring, M. Parry-Hill, R. T. Sutter, M. W. Davidson, “Differential Interference Contrast (DIC) Microscopy.” <https://www.microscopyu.com/articles/dic/>, 2015. en línea; último acceso el 30 de marzo de 2017.
- [15] R. P. Gorthi, S.S., “Fringe projection techniques: Whither we are?,” *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 48, pp. 133–140, Feb. 2010.
- [16] J. Paul Lesso, Alan J. Duncan, Wilson Sibbett, Miles J. Padgett, “Surface profilometry based on polarization analysis,” *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 1800–1802, Dec 1998.
- [17] J. Scott Tyo, Dennis L. Goldstein, David B. Chenault, Joseph A. Shaw, “Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications,” *Appl. Opt.*, vol. 45, pp. 5453–5469, Aug 2006.
- [18] Shirvany R., Chabert M., Tournieret J.-Y., “Estimation of the degree of polarization in compact polarimetry,” in *Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), 2010 IEEE International*, pp. 722–725, July 2010.
- [19] Florence Drouet, Christophe Stolz, Olivier Laligant, Olivier Aubreton, “3d reconstruction of external and internal surfaces of transparent objects from polarization state of highlights,” *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 2955–2958, May 2014.
- [20] Kristan P. Gurton, Alex J. Yuffa, Gordon W. Videen, “Enhanced facial recognition for thermal imagery using polarimetric imaging,” *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 3857–3859, Jul 2014.
- [21] Christian Maurer, Alexander Jesacher, Severin Farrhapter, Stefan Bernet, Monika Ritsch-Marte, “Tailoring of arbitrary optical vector beams,” *New Journal of Physics*, vol. 9, no. 3, p. 78, 2007.
- [22] D. G. Hall, “Vector-beam solutions of maxwell’s wave equation,” *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 9–11, Jan 1996.
- [23] Q. Zhan, “Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications,” *Adv. Opt. Photon.*, vol. 1, pp. 1–57, Jan 2009.
- [24] Mark Bashkansky, Doewon Park, Fredrik K. Fatemi, “Azimuthally and radially polarized light with a nematic slm,” *Opt. Express*, vol. 18, pp. 212–217, Jan 2010.
- [25] T. L. Ming-Dar Wei, Ken-Chia Chang, “Azimuthally and radially polarized off-axis

- lasers.” <http://spie.org/newsroom/technical-articles/5143-azimuthally-and-radially-polarized-off-axis-lasers>.
- [26] Ignacio Moreno, Jeffrey A. Davis, Don M. Cottrell, Ramiro Donoso, “Encoding high-order cylindrically polarized light beams,” *Appl. Opt.*, vol. 53, pp. 5493–5501, Aug 2014.
 - [27] D. H. Goldstein, *Polarized light*. CRC Press, 2010.
 - [28] Y. K. Shestopaloff, “Polarization invariants and retrieval of surface parameters using polarization measurements in remote sensing applications,” *Appl. Opt.*, vol. 50, pp. 6606–6616, Dec 2011.
 - [29] N. Missael Garcia, Ignacio de Erausquin, Christopher Edmiston, Viktor Gruev, “Surface normal reconstruction using circularly polarized light,” *Opt. Express*, vol. 23, pp. 14391–14406, Jun 2015.
 - [30] Eur. Ing., Ceng, Fimmm John C. Ion , *Laser Processing of Engineering Materials*. Butterworth-Heinemann, 2015.
 - [31] J. Scott Tyo, Dennis L. Goldstein, David B. Chenault, Joseph A. Shaw, “Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications,” *Appl. Opt.*, vol. 45, pp. 5453–5469, Aug 2006.
 - [32] Xiao Xiao, Bahram Javidi, Genaro Saavedra, Michael Eismann, Manuel Martinez-Corral, “Three-dimensional polarimetric computational integral imaging,” *Opt. Express*, vol. 20, pp. 15481–15488, Jul 2012.
 - [33] M. Galletti, D. H. Bebbington, M. Chandra, T. Borner, “Measurement and characterization of entropy and degree of polarization of weather radar targets,” *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 46, pp. 3196–3207, Oct 2008.
 - [34] M. H. Cohen, “Radio astronomy polarization measurements,” *Proceedings of the IRE*, vol. 46, pp. 172–183, Jan 1958.
 - [35] Juan M. Bueno, Pablo Artal, “Double-pass imaging polarimetry in the human eye,” *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 64–66, Jan 1999.
 - [36] Nadav Shashar, Roland Hagan, Jean G Boal, Roger T Hanlon, “Cuttlefish use polarization sensitivity in predation on silvery fish,” *Vision Research*, vol. 40, no. 1, pp. 71 – 75, 2000.
 - [37] Kristan P. Gurton, Alex J. Yuffa, Gorden W. Videen, “Enhanced facial recognition for thermal imagery using polarimetric imaging,” *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 3857–3859, Jul 2014.

- [38] B. DeBoo, J. Sasian, R. Chipman, “Degree of polarization surfaces and maps for analysis of depolarization,” *Opt. Express*, vol. 12, pp. 4941–4958, Oct 2004.
- [39] M. Bass, *Handbook of optics*. Optical Society of America, 2010.
- [40] L Bigué, P Ambs, A Jaulin, A Foulonneau, L Gendre, “Dynamic polarimetric imaging: Overview and implementation using liquid crystal cells,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 139, no. 1, p. 012007, 2008.
- [41] E. Hecht, *Optics (4th Edition)*. Addison Wesley, 4 ed., Aug. 2001.
- [42] Yi-Sha Ku, Deh-Ming Shyu, Yeou-Sung Lin, Chia-Hung Cho, “Infrared differential interference contrast microscopy for 3d interconnect overlay metrology,” *Opt. Express*, vol. 21, pp. 18884–18898, Aug 2013.
- [43] Shalin B. Mehta, Colin J. R. Sheppard, “Sample-less calibration of the differential interference contrast microscope,” *Appl. Opt.*, vol. 49, pp. 2954–2968, May 2010.
- [44] Sigal Trattner, Eugene Kashdan, Micha Feigin, Nir Sochen, “Image formation of thick three-dimensional objects in differential-interference-contrast microscopy,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 31, pp. 968–980, May 2014.
- [45] Mortimer Abramowitz, Michael W. Davidson, “Brief Overview of DIC Microscopy.” <http://www.olympusmicro.com/primer/techniques/dic/dicoverview.html>, 2013. en línea; último acceso el 30 de marzo de 2017.
- [46] Rudi Rottenfusser, Erin E. Wilson, Michael W. Davidson, “Enhancing contrast in optical microscopy.” <http://zeiss-campus.magnet.fsu.edu/articles/basics/contrast.html>, 2015. en línea; último acceso el 30 de marzo de 2017.
- [47] Rudi Rottenfusser, Erin E. Wilson, Michael W. Davidson, “Contrast modes in reflected light microscopy.” <http://zeiss-campus.magnet.fsu.edu/articles/basics/reflectedcontrast.html>, 2015. en línea; último acceso el 30 de marzo de 2017.
- [48] C. Tim Lei, “Coherence.” <http://www.colorado.edu/physics/phys4510/phys4510-fa05/Chapter8.pdf>, 2005. en línea; último acceso el 30 de marzo de 2017.
- [49] Goodman Joseph W, *Statistical Optics*. Wiley, 2015.
- [50] Lazarev Grigory, Hermerschmidt Andreas, Krüger Sven, Osten Stefan, *LCOS Spatial Light Modulators: Trends and Applications*, pp. 1–29. Wiley-VCH Verlag GmbH Co. KGaA, 2012.
- [51] Holoeye Photonics AG, “Spatial light modulators and applications - overview.”

- [52] Ruiz-Corona Ulises, Arrizon-Peña Victor, “Characterization of twisted liquid crystal spatial light modulators,” 2007.
- [53] Andrey S. Ostrovsky , Carolina Rickenstorff-Parrao, Miguel A. Olvera-Santamaria , *Optoelectronics - Devices and Applications*. InTech, 2011.
- [54] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics*. McGraw-Hill, 2005.
- [55] Yeh Pochi, Gu Claire, *Optics of Liquid Crystal Displays*. Wiley Publishing, 2nd ed., 2009.
- [56] Moreno Ignacio, Alberio Jorge, Davis Jeffrey A., Cottrell Don M., Cushing Johnathan B., “Polarization manipulation of radially polarized beams,” *Optical Engineering*, vol. 51, no. 12, pp. 128003–128003, 2012.