



Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

STUDY OF IMAGE FORMATION IN VOLUME HOLOGRAPHY USING
NUMERICAL SIMULATION TECHNIQUES

“Estudio de formación de imágenes en holografía de volumen mediante técnicas de
simulación numérica”

Soumia Imane Taleb



Tesis **Doctorales**

UNIVERSIDAD de ALICANTE

Unitat de Digitalització UA

Unidad de Digitalización UA



Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

INSTITUTO UNIVERSITARIO DE FÍSICA APLICADA A LAS CIENCIAS Y LAS
TECNOLOGÍAS

**STUDY OF IMAGE FORMATION IN VOLUME HOLOGRAPHY USING
NUMERICAL SIMULATION TECHNIQUES**

“Estudio de formación de imágenes en holografía de volumen mediante técnicas de
simulación numérica”

Soumia Imane Taleb

Tesis presentada para aspirar al grado de
DOCTORA POR LA UNIVERSIDAD DE ALICANTE

Programa de Doctorado de Física Aplicada a las Ciencias y las Tecnologías

Dirigida por:
Cristian Neipp López
Jorge Francés Monllor

Study Of Image Formation In Volume Holography Using Numerical Simulation Techniques

Estudio de formación de imágenes en holografía de volumen mediante técnicas de simulación numérica

Author: Soumia Imane Taleb

Advisor: Cristian Neipp López

Advisor: Jorge Francés Monllor



Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

Text printed in Alicante

First edition, October 2022

Dedicatoria:

A special feeling of gratitude to my loving parents, Omar and Nadjat for your endless support. You have always loved me unconditionally, and stood behind me all my life.

I also dedicate this dissertation to my husband Mohammed who encouraged me to pursue my dreams and finish my dissertation. I am truly thankful for having you in my life.

To my children Iyad and Assil who have been affected in every way possible by this quest, I tell them that I love you.

Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

Abstract

This doctoral thesis presents the research carried out in developing and applying numerical methodologies to forming images by volume elements. The validity of the theoretical models used has been analysed by comparing the results obtained with the models generated with the results obtained using theoretical models that are well established in the scientific community. Furthermore, this knowledge has been applied to fabricating diffractive optical elements (DOEs) in PVA/AA photopolymers and the corresponding experimental validation with the developed theoretical models.



Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

Resumen

En este Tesis Doctoral se recoge la investigación realizada en el ámbito del desarrollo y aplicación de metodologías numéricas aplicadas a la formación de imágenes por elementos de volumen. Se ha analizado al validez de los modelos teóricos utilizados mediante la comparación de los resultados obtenidos con los modelos generados con los resultados que se obtienen mediante modelos teóricos afianzados en la comunidad científica. Además, se ha aplicado estos conocimientos en la fabricación de elementos ópticos difractivos (EODs) en fotopolímeros PVA/AA y la correspondiente validación experimental con los modelos teóricos desarrollados.



Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

Acknowledgements

I would like to extend my heartfelt thanks to everyone who helped me to complete this thesis.

I have a Very special thanks to my advisor Cristian Neipp López who has supported me throughout this research project.

I am extremely grateful for his advice, guidance, sincerity, and encouragement I will never forget him. Without your help, this project would have not been the same!

Also, I greatly appreciate my advisor Jorge Francés Monllor whose great feedback, excellent encouragement, and guidance have been invaluable throughout this study.

I would like to express my deepest gratitude to my tutor Andres Marquez Ruiz for providing me the moral support and encouragement throughout the work period. For all of the kind words and assistance, you have provided.

I would also like to thank my thesis committee members for agreeing to discuss my thesis.

Finally, I would like to thank all members of the diffractive optics group of the University Institute of Physics Applied to Science and Technology of the University of Alicante.

Soumia Imane Taleb

Octubre 2022

CONTENTS

ÍNDICE DE FIGURAS.....	XV
1. RESUMEN DE LA TESIS	1
1.1. INTRODUCCIÓN Y ANTECEDENTES	1
1.2. OBJETIVOS	3
1.3. RESULTADOS PRESENTADOS EN LAS PUBLICACIONES	3
1.3.1. BREVE RESUMEN DE LAS PUBLICACIONES.....	3
1.3.2. IMPLEMENTACIÓN DE UN FORMALISMO NUMÉRICO BASADO EN LA INTEGRAL DE FRESNEL KIRCHHOFF	4
1.3.2.1. Formalismo numérico basado en la integral de Fresnel-Kirchhoff	4
1.3.2.2. Método analítico para resolver las ecuaciones de Maxwell	9
1.3.2.3. Comparación del método de Fresnel con la solución rigurosa de las ecuaciones de Maxwell...11	
1.3.2.4. Validación experimental del Método de Fresnel	14
1.3.3. FABRICACIÓN DE GUÍAS DE ONDA HOLOGRÁFICAS EN FOTOPOLÍMEROS.	16
1.3.3.1. Diseño Teórico de la Guía de Onda	17
1.3.3.2. Composición del fotopolímero y montaje experimental	20
1.3.3.3. Análisis de las características de las guías de onda registradas en fotopolímeros.	21
1.4. INTRODUCCIÓN DE UN COMPORTAMIENTO AJUSTABLE EN LAS GUÍAS DE ONDA.	24
2. SUMMARY OF THE THESIS	27
2.1. INTRODUCTION AND BACKGROUND	27
2.2. OBJECTIVES.....	28
2.3. RESULTS PRESENTED IN THE PUBLICATIONS.....	29
2.3.1. BRIEF SUMMARY OF THE PUBLICATIONS.....	29
2.3.2. IMPLEMENTATION OF A NUMERICAL FORMALISM BASED ON THE FRESNEL KIRCHHOFF INTEGRAL 29	
2.3.2.1. Numerical formalism based on the Fresnel-Kirchhoff integral	29
2.3.2.2. Analytical method for solving Maxwell's equations.....	34
2.3.2.3. Comparison of the Fresnel method with the rigorous solution of Maxwell's equations.....	36
2.3.2.4. Experimental validation of the Fresnel Method	39
2.3.3. MANUFACTURE OF HOLOGRAPHIC WAVEGUIDES IN PHOTOPOLYMERS.	41
2.3.3.1. Theoretical Design of the Waveguide	42
2.3.3.2. Photopolymer composition and experimental set-up	44
2.3.3.3. Analysis of the characteristics of waveguides recorded in photopolymers.....	46
2.4. INTRODUCING ADJUSTABLE BEHAVIOUR IN WAVEGUIDES.....	48
3. PAPERS OF THE THESIS	51
3.1. TALEB, ET AL. (2020). OPTICAL ENGINEERING, 59(06), DOI: 10.1117/1.OE.59.6.060401	51
3.2. NEIPP ET AL. (2020). POLYMERS, 12(7), 1485. DOI: 10.3390/POLYM12071485	51
3.3. TALEB, ET AL. (2021). APPLIED SCIENCES, 11(9), 3800. DOI: 10.3390/APP11093800	51
3.4. GALLEGO ET AL (2021). POLYMERS, 13(11), 1858. DOI: 10.3390/POLYM13111858.....	52
4. CONCLUSIONES Y DESARROLLOS FUTUROS	53
5. CONCLUSIONS AND FUTURE WORKS	55
BIBLIOGRAPHY	56



Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA 1: OBJETO DE VOLUMEN.	4
FIGURA 2: ESQUEMA PARA LA PROPAGACIÓN DE LA LUZ DESDE EL PLANO DE ENTRADA AL PLANO DE SALIDA.	5
FIGURA 3: INTENSIDAD DEL PATRÓN DE DIFRACCIÓN EN FUNCIÓN DE LA DISTANCIA AXIAL Z PARA UNA FIBRA ÓPTICA CON RADIOS INTERNOS $A = 25,5 \mu\text{m}$, $B = 62,5 \mu\text{m}$ E ÍNDICES DE REFRACCIÓN $n_{Cl} = 1,458$,	7
FIGURA 4: INTENSIDAD DEL PATRÓN DE DIFRACCIÓN EN FUNCIÓN DE LA DISTANCIA AXIAL Z PARA UNA FIBRA ÓPTICA CON RADIOS INTERNOS $A = 25,5 \mu\text{m}$, $B = 62,5 \mu\text{m}$ E ÍNDICES DE REFRACCIÓN $n_{Cl} = 1,458$, $n_{Co} = 1,475$. LA SIMULACIÓN REALIZADA UTILIZANDO LA ECUACIÓN DE FRESNEL-KIRCHHOFF SE OBTUVO ASUMIENDO EXPONENCIALES POSITIVOS PARA DAR CUENTA DE LA FASE INTRODUCIDA POR LA FIBRA ÓPTICA.....	8
FIGURA 5: ESQUEMA GEOMÉTRICO PARA EL MÉTODO RIGUROSO.....	12
FIGURA 6: INTENSIDAD DEL PATRÓN DE DIFRACCIÓN EN FUNCIÓN DE LA DISTANCIA AXIAL PARA UN CILINDRO DIELECTRICO CON RADIO INTERNO $A = 30 \mu\text{m}$ Y CON ÍNDICE DE REFRACCIÓN $N = 1.85$	13
FIGURA 7: INTENSIDAD DEL PATRÓN DE DIFRACCIÓN EN FUNCIÓN DE LA DISTANCIA AXIAL PARA UN CILINDRO DIELECTRICO CON RADIO INTERNO $A = 80 \mu\text{m}$ Y CON ÍNDICE DE REFRACCIÓN $N = 1.85$	13
FIGURA 8: INTENSIDAD DEL PATRÓN DE DIFRACCIÓN EN FUNCIÓN DE LA DISTANCIA AL CENTRO DEL PATRÓN DE DIFRACCIÓN PARA UN CILINDRO DIELECTRICO CON RADIO INTERNO $A = 30 \mu\text{m}$ Y CON ÍNDICE DE REFRACCIÓN $N = 1.85$. LAS INTENSIDADES SE CALCULARON SUPONIENDO QUE EL PATRÓN DE DIFRACCIÓN SE MIDE A UNA DISTANCIA AXIAL $Z = 50$ MM DE LA FIBRA.	14
FIGURA 9: INTENSIDAD DEL PATRÓN DE DIFRACCIÓN EN FUNCIÓN DE LA DISTANCIA AL CENTRO DEL PATRÓN DE DIFRACCIÓN PARA UN CILINDRO DIELECTRICO CON RADIO INTERNO $A = 80 \mu\text{m}$ Y CON ÍNDICE DE REFRACCIÓN $N = 1.85$. LAS INTENSIDADES SE CALCULARON SUPONIENDO QUE EL PATRÓN DE DIFRACCIÓN SE MIDE A UNA DISTANCIA AXIAL $Z = 500$ MM DE LA FIBRA.	14
FIGURA 10: MONTAJE EXPERIMENTAL.	15
FIGURA 11: PATRÓN DE DIFRACCIÓN EN EL CCD DE UN CABELLO HUMANO.	15
FIGURA 12: DATOS EXPERIMENTALES Y AJUSTE TEÓRICO DE LA INTENSIDAD REGISTRADA EN UNA CÁMARA CCD A PARTIR DE LA DIFRACCIÓN DE UN CABELLO CON ÍNDICE DE REFRACCIÓN DE $1,55$ Y RADIO $21,35 \mu\text{m}$	16
FIGURA 13: GUÍA DE ONDA HOLOGRÁFICA POR DOS HOLOGRAMAS DE TRANSMISIÓN	17
FIGURA 14: RED DE DIFRACCIÓN DE ACOPLAMIENTO A LA ENTRADA	18
FIGURA 15: GEOMETRÍA DE REGISTRO Y RECONSTRUCCIÓN	20
FIGURA 16: FOTOGRAFÍA DE LA GUÍA DE ONDAS REGISTRADA	21
FIGURA 17: RENDIMIENTO EN TRANSMISIÓN EN FUNCIÓN DEL ÁNGULO PARA UNA RED NO INCLINADA CON UNA FRECUENCIA ESPACIAL 1690 LÍNEAS/MM	22
FIGURA 18: RENDIMIENTO EN TRANSMISIÓN EN FUNCIÓN DEL ÁNGULO PARA UNA RED NO INCLINADA CON UNA FRECUENCIA ESPACIAL 1700 LÍNEAS/MM	23
FIGURA 19: GUÍA DE ONDAS REGISTRADA BAJO ILUMINACIÓN.....	23
FIGURA 20: (A) IMAGEN DE PRUEBA. (B) IMAGEN OBSERVADA EN EL HOLOGRAMA DE PAREJA	24
FIGURA 21: RENDIMIENTO EN TRANSMISIÓN EN FUNCIÓN DEL TIEMPO DE EXPOSICIÓN PARA LAS DISTINTAS COMPOSICIONES QUÍMICAS ANALIZADAS.	25
FIGURA 22: RESPUESTA DEL RENDIMIENTO EN TRANSMISIÓN EN FUNCIÓN DEL VOLTAJE APLICADO PARA LAS DIFERENTES COMPOSICIONES QUÍMICAS.	26
FIGURE 1: VOLUME OBJECT.	30
FIGURE 2:ESQUEMA PARA LA PROPAGACIÓN DE LA LUZ DESDE EL PLANO DE ENTRADA AL PLANO DE SALIDA.	30
FIGURE 3: DIFFRACTION PATTERN INTENSITY AS A FUNCTION OF AXIAL DISTANCE Z FOR AN OPTICAL FIBRE WITH INTERNAL RADII $A = 25.5 \mu\text{m}$, $B = 62.5 \mu\text{m}$ AND REFRACTIVE INDICES $n_{Cl} = 1.458$,.....	32
FIGURE 4: : DIFFRACTION PATTERN INTENSITY AS A FUNCTION OF AXIAL DISTANCE Z FOR AN OPTICAL FIBRE WITH INTERNAL RADII $A = 25.5 \mu\text{m}$, $B = 62.5 \mu\text{m}$ AND REFRACTIVE INDICES $n_{Cl} = 1.458$, $n_{Co} = 1.475$. THE SIMULATION PERFORMED USING THE FRESNEL-KIRCHHOFF EQUATION WAS OBTAINED BY ASSUMING POSITIVE EXPONENTIALS TO ACCOUNT FOR THE PHASE INTRODUCED BY THE OPTICAL FIBER.	33

FIGURE 5: GEOMETRICAL SCHEME FOR THE RIGOROUS METHOD	37
FIGURE 6: DIFFRACTION PATTERN INTENSITY AS A FUNCTION OF AXIAL DISTANCE FOR A DIELECTRIC CYLINDER WITH INTERNAL RADIUS $A = 30 \text{ M}$ AND REFRACTIVE INDEX $N = 1.85$	38
FIGURE 7: DIFFRACTION PATTERN INTENSITY AS A FUNCTION OF AXIAL DISTANCE FOR A DIELECTRIC CYLINDER WITH INTERNAL RADIUS $A = 80 \text{ M}$ AND REFRACTIVE INDEX $N = 1.85$	38
FIGURE 8: DIFFRACTION PATTERN INTENSITY AS A FUNCTION OF DISTANCE FROM THE CENTRE OF THE DIFFRACTION PATTERN FOR A DIELECTRIC CYLINDER WITH INNER RADIUS $A = 30 \mu\text{M}$ AND REFRACTIVE INDEX $N = 1.85$. THE INTENSITIES WERE CALCULATED ASSUMING THAT THE DIFFRACTION PATTERN IS MEASURED AT AN AXIAL DISTANCE $Z = 50 \text{ MM}$ FROM THE FIBER.	39
FIGURE 9: DIFFRACTION PATTERN INTENSITY AS A FUNCTION OF DISTANCE FROM THE CENTRE OF THE DIFFRACTION PATTERN FOR A DIELECTRIC CYLINDER WITH INNER RADIUS $A = 80 \mu\text{M}$ AND REFRACTIVE INDEX $N = 1.85$. THE INTENSITIES WERE CALCULATED ASSUMING THAT THE DIFFRACTION PATTERN IS MEASURED AT AN AXIAL DISTANCE $Z = 500 \text{ MM}$ FROM THE FIBRE.	39
FIGURE 10: EXPERIMENTAL SETUP.....	40
FIGURE 11: DIFFRACTION PATTERN ON THE CCD OF A HUMAN HAIR	40
FIGURE 12: DATOS EXPERIMENTALES Y AJUSTE TEÓRICO DE LA INTENSIDAD REGISTRADA EN UNA CÁMARA CCD A PARTIR DE LA DIFRACCIÓN DE UN CABELLO CON ÍNDICE DE REFRACCIÓN DE 1,55 Y RADIO 21,35 μM	41
FIGURA 13: GUÍA DE ONDA HOLOGRÁFICA POR DOS HOLOGRAMAS DE TRANSMISIÓN	42
FIGURE 13: HOLOGRAPHIC WAVEGUIDE BY TWO TRANSMITTING HOLOGRAMS	42
FIGURE 14: INPUT COUPLING DIFFRACTION GRATING	43
FIGURE 15: REGISTRATION GEOMETRY AND RECONSTRUCTION.....	44
FIGURE 16: PHOTOGRAPH OF THE REGISTERED WAVEGUIDE	46
FIGURE 17: RENDIMIENTO EN TRANSMISIÓN EN FUNCIÓN DEL ÁNGULO PARA UNA RED NO INCLINADA CON UNA FRECUENCIA ESPACIAL 1690 LÍNEAS/MM	47
FIGURE 18: RENDIMIENTO EN TRANSMISIÓN EN FUNCIÓN DEL ÁNGULO PARA UNA RED NO INCLINADA CON UNA FRECUENCIA ESPACIAL 1700 LÍNEAS/MM.	47
FIGURE 19: GUÍA DE ONDAS REGISTRADA BAJO ILUMINACIÓN	48
FIGURE 20: : (A) TEST IMAGE (B) IMAGE OBSERVED IN THE HOLOGRAM OF A PARTNER	48
FIGURE 21: : RENDIMIENTO EN TRANSMISIÓN EN FUNCIÓN DEL TIEMPO DE EXPOSICIÓN PARA LAS DISTINTAS COMPOSICIONES QUÍMICAS ANALIZADAS	49
FIGURE 22: TRANSMISSION PERFORMANCE RESPONSE AS A FUNCTION OF APPLIED VOLTAGE FOR DIFFERENT CHEMICAL COMPOSITIONS.	50

CHAPTER 1

1. RESUMEN DE LA TESIS

1.1. INTRODUCCIÓN Y ANTECEDENTES

La holografía de volumen es un campo activo de investigación debido a su gran número de aplicaciones. Una de las características más importantes de un holograma de volumen es su selectividad de Bragg. Debido a esta propiedad existe un gran número de aplicaciones como las redes de Bragg para fibra óptica [1], los láseres de retroalimentación distribuida [2], los elementos ópticos holográficos [3], o las memorias holográficas [4], entre otros.

El almacenamiento holográfico de la información, en particular, se basa en la interferencia de dos ondas: la onda de referencia y la onda objeto, esta última se genera utilizando un modulador de luz espacial y en el caso de aplicaciones de almacenamiento de datos (por ejemplo) corresponde a un patrón binario de unos y ceros. El patrón de interferencia se registra en un medio fotosensible (fotopolímeros, emulsiones fotográficas, fotorrefracciones, etc.), de manera que cuando se ilumina por la onda de referencia se reproduce la onda objeto. Para investigar adecuadamente las características del holograma generado es necesario estudiar adecuadamente la interacción de la radiación electromagnética con el medio de grabación. Para ello es necesario resolver la ecuación de Helmholtz, lo que permite investigar la dispersión electromagnética en medios dieléctricos en los que el índice de refracción varía espacialmente. En este trabajo se resolverá la ecuación de Helmholtz utilizando la teoría rigurosa de ondas aplicadas [5,6]. La teoría de ondas acopladas asume que diferentes ondas planas, órdenes, se propagan en el interior del holograma. A lo largo de la profundidad del medio periódico se transfiere energía de unos órdenes a otros, de

manera que al final de la estructura periódica, algunos de ellos han sido reforzados con respecto a otros. En particular, una teoría de dos ondas acopladas es bastante popular: la teoría propuesta por Kogelnik [7]. La Teoría de Kogelnik de ondas acopladas tiene la ventaja con respecto a otras teorías en que a pesar de ser matemáticamente bastante simple, predice con bastante precisión la respuesta del rendimiento del primer y segundo orden para hologramas de volumen y fase. Sin embargo la precisión decrece cuando o bien el espesor es bajo o cuando patrones de sobre-modulación (altos valores de la modulación del índice de refracción) se registran en el holograma. En estos casos es necesaria la utilización de la teoría de ondas acopladas (OA) que asume que más de dos órdenes se propagan en el holograma o la teoría rigurosa de ondas acopladas (ROA) [8,12], en la cual no se desprecian las segundas derivadas en las ecuaciones de ondas acopladas. En esta Tesis doctoral se utilizarán tanto la Teoría ROA como la Teoría de Kogelnik para el análisis de guías de onda registradas en fotopolímeros.

Si bien las dos teorías mencionadas son extremadamente útiles cuando hablamos de medios periódicos, cuando se trata de la simulación de objetos de volumen, bien sean hologramas o no, para los que la variación del índice de refracción ya no es periódica, es necesario utilizar otros métodos numéricos como pueden ser las diferencias finitas en el dominio del tiempo [13], el método del tensor de Green [14], el método de los dipolos discretos [15], etc. En esta Tesis Doctoral y para el estudio de medios dieléctricos de volumen se implementó un método no destructivo basado en la integral de Fresnel-Kirchhoff. Este método fue implementado por ejemplo por [Hlk114481554](#) Sabatyan y Tavassoly para el estudio de fibras ópticas [16] y posteriormente fue refinado en esta Tesis.

Junto con el desarrollo de modelos teóricos que permitan predecir el comportamiento de la radiación electromagnética en medios dieléctricos en esta Tesis se pretende también tener una contrapartida experimental. En ese sentido se fabricarán elementos ópticos difractivos mediante técnicas holográficas. En particular se fabricarán guías de onda holográficas con aplicaciones en la Realidad Aumentada. Es un hecho que la realidad aumentada o realidad virtual ha irrumpido con fuerza en la sociedad: permitiendo la creación de videojuegos programados para jugar con gafas de realidad

virtual o la fabricación de gafas que actúan como dispositivos móviles conectados a Internet ("Google glasses"). Los dispositivos de realidad aumentada generalmente consisten en un auricular y un sistema de visualización para mostrar al usuario la información virtual que se suma a la real. Los sistemas utilizados son la pantalla transparente óptica y la pantalla mixta de vídeo. De esta forma se pueden utilizar imágenes virtuales que se muestran al usuario, mezcladas con la realidad o proyectadas directamente en la pantalla. Por otro lado las "gafas" tienen algunas ventajas en relación a una pantalla móvil de visualización directa, por ejemplo, manos libres y carácter de alta privacidad. Entre los diferentes modelos de gafas propuestos [17,18], las gafas

transparentes son especialmente importante para el uso móvil porque son más seguros y fáciles de aceptar por el público. Sin embargo, la combinación de imágenes de alta calidad con una visibilidad clara en todo el sistema sigue siendo un desafío. En esta Tesis se fabricarán guías de onda holográficas en fotopolímeros y se contrastarán los resultados experimentales con las simulaciones numéricas realizadas mediante los modelos descritos previamente.

1.2. OBJETIVOS

Estudio de formación de imágenes por elementos de volumen mediante técnicas de simulación numérica plasmado en los siguientes sub-objetivos de la Tesis doctoral:

- 1) Desarrollar modelos numéricos para la simulación de la formación de imágenes por elementos de volumen.
- 2) Estudiar la validez de los modelos teóricos utilizados mediante la comparación de los resultados obtenidos con los modelos generados con los resultados que se obtienen mediante modelos teóricos afianzados en la Comunidad Científica.
- 3) Fabricación de elementos ópticos difractivos (EODs) en fotopolímeros PVA/AA y validación experimental de los modelos teóricos implementados.

1.3. RESULTADOS PRESENTADOS EN LAS PUBLICACIONES

1.3.1. BREVE RESUMEN DE LAS PUBLICACIONES

En el proceso de consecución de los objetivos mencionados previamente se han publicado cuatro artículos, cada uno de ellos dedicado a resolver algún aspecto relacionado con esta Tesis. Los cuatro artículos han sido publicados en revistas de impacto JCR, (Journal Citation Reports, Clarivate): Optical engineering (IF: 1.084, Q4, categoría Optics-Science), Applied Sciences (IF: 2.679, Q2, categoría Applied Physics-Science), Polymers (IF: 4.329, Q1, categoría polymer-Science), Polymers (IF: 4.329, Q1, categoría polymer-Science).

Los títulos de los artículos son: “Comment on” Application of Fresnel diffraction to nondestructive measurement of the refractive index of optical fibers”, “Validation of Fresnel–Kirchhoff Integral Method for the Study of Volume Dielectric Bodies”, “Analysis

of the Imaging Characteristics of Holographic Waveguides Recorded in Photopolymers”,
“Tunable Waveguides Couplers Based on HPDLC for See-Through Applications”.

1.3.2. IMPLEMENTACIÓN DE UN FORMALISMO NUMÉRICO BASADO EN LA INTEGRAL DE FRESNEL KIRCHHOFF

1.3.2.1. *Formalismo numérico basado en la integral de Fresnel-Kirchhoff*

Los dos primeros artículos tienen como objetivo desarrollar un formalismo numérico basado en la integral de Fresnel Kirchhoff. La difracción de Fresnel se ha utilizado habitualmente como técnica para medir las propiedades ópticas de diferentes estructuras dieléctricas [16]. Si bien esta técnica está especialmente diseñada para el estudio de estructuras planas, básicamente por el hecho de que la integral es una integral de superficie. No obstante, realizando las modificaciones oportunas se puede aplicar este método a estructuras u objetos tridimensionales. Para hacer esto, la estructura debe ser tratada como un objeto bidimensional. Esto se logra teniendo en cuenta la fase acumulada por una onda plana incidente después de atravesar el objeto. Para entender esta idea se presentan las figuras 1 y 2. En la figura 1 se presenta un objeto tridimensional en el que puede variar el índice de refracción o el espesor espacialmente. La primera parte del método propuesto consiste en calcular el campo en el plano B, conociendo el campo incidente en A (generalmente una onda plana). El efecto de la propagación de A a B es un cambio en la fase de la onda generada debido a la variación del índice de refracción y del espesor.

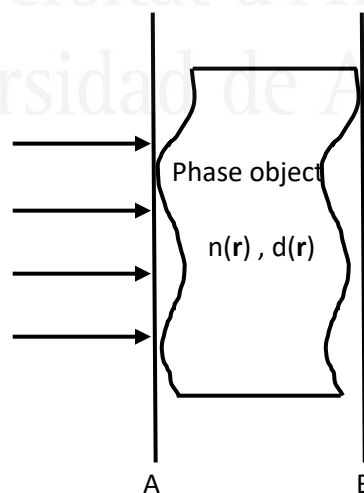


Figura 1: Objeto de Volumen.

Mediante la Figura 2 podemos explicar la segunda parte del método,

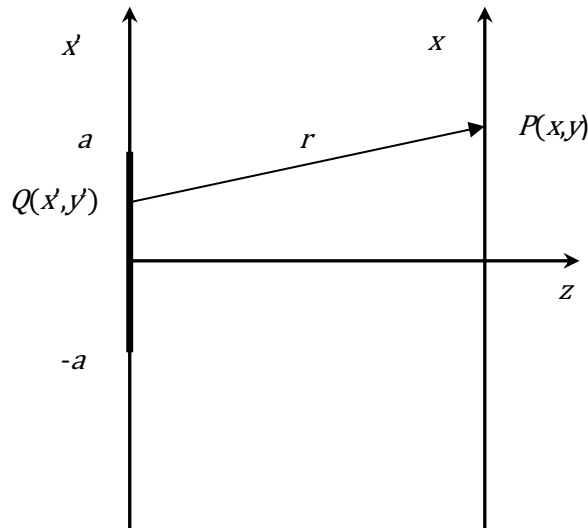


Figura 2: Esquema para la propagación de la luz desde el plano de entrada al plano de salida.

Se supone que la amplitud del campo de entrada ($Q(x, x')$ en Figura 2) en la integral de Fresnel-Kirchoff tiene la fase proporcionada por la descripción de la Figura 2 y el cálculo de la integral proporciona el campo en el plano de salida. La integral de Fresnel-Kirchoff se presenta en la ecuación (1):

$$U(P) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x', y') \exp\left\{i \frac{k}{2z} [(x - x')^2 + (y - y')^2]\right\} dx' dy' \quad (1.1)$$

Donde λ es la longitud de la onda incidente, k es el número de onda, z es la distancia axial entre el plano de entrada y el plano de salida y U es la amplitud de la onda en el plano de entrada.

En el primer trabajo publicado se modificó la expresión del campo en el plano de salida que previamente se había utilizado por los autores A. Sabatyan and M. T. Tavassoly [16]. Ellos propusieron una técnica no destructiva basada en la difracción de Fresnel para objetos de fase, en particular para determinar los índices de refracción de fibras ópticas sin necesidad de utilizar técnicas de “index-matching”. El método que propusieron demostró ser interesante y preciso, no obstante encontramos algunas inconsistencias sobre todo en la ecuación que dedujeron de la integral de Fresnel-Kirchoff. En esa ecuación, ellos acumularon la fase introducida por la fibra y los alrededores utilizando exponenciales negativas. Por ejemplo, si φ_{cl} hace referencia a la fase introducida por el recubrimiento, su efecto se incluye en la ecuación mediante $\exp(-i\varphi_{cl})$. La utilización de este criterio implica que para una onda viajando de izquierda a derecha la fase decrece [19]. Sin embargo, si se utiliza la integral de Fresnel-Kirchoff tal como aparece en el artículo, las exponenciales positivas $\exp(-ikr)$ representan ondas esféricas divergentes viajando desde un punto del plano de entrada a otro punto del plano de salida (de izquierda a derecha). De esta forma los autores estarían utilizando dos criterios

diferentes para representar la propagación de las ondas en el espacio. En el primer artículo explicamos que se puede utilizar uno u otro criterio, pero no los dos a la vez. Dicho de otra forma, cuando se utiliza la integral de Fresnel-Kirchhoff, se está seleccionando implícitamente un criterio para simular la difracción de un objeto, criterio que se debe mantener en el resto de los cálculos. Con los cambios mencionados la integral a la salida del plano es ahora:

$$\begin{aligned}
 U(Q) = \frac{K' \exp(i\varphi_{Su})}{B} & \left\{ 1 + C(\alpha) - C(\beta) + i[1 + S(\alpha) - S(\beta)] \right. \\
 & + B \left[\int_{-b}^{-a} \exp(i\varphi_{Cl}(x')) \exp \left[ik \frac{(x-x')^2}{2z'} \right] dx' \right. \\
 & + \int_{-a}^a \exp\{i[\varphi_{Cl}(x') \\
 & + \varphi_{Co}(x')]\} \exp \left[ik \frac{(x-x')^2}{2z'} \right] dx' \\
 & \left. \left. + \int_a^b \exp(i\varphi_{Cl}(x')) \exp \left[ik \frac{(x-x')^2}{2z'} \right] dx' \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

Donde C y S son las integrales de Fresnel,

$$\alpha = B(x - a), \tag{1.3}$$

y

$$\beta = B(x + a), \tag{1.4}$$

B depende de la longitud de onda y de la distancia entre el plano de entrada y el plano de salida.

$$B = \sqrt{2}/\sqrt{\lambda z} \tag{1.5}$$

Y $K'(z)$ es:

$$K' = K \exp(ikz)/\sqrt{\lambda z}, \tag{1.6}$$

Para validar el modelo generado por nosotros se compararon los resultados obtenidos mediante el uso de la ecuación de Fresnel-Kirchhoff con la aproximación de Fresnel y los obtenidos resolviendo rigurosamente las ecuaciones de Maxwell [20-22] con el fin de calcular el patrón de difracción de una fibra óptica que tiene radios internos $a = 25,5 \mu\text{m}$, $b = 62,5 \mu\text{m}$ e índices de refracción del revestimiento y del núcleo $n_{Cl} = 1.458$ y $n_{Co} = 1,475$, respectivamente. Se asumió que la longitud de onda de la luz incidente era de $\lambda = 633 \text{ nm}$ en todos los casos.

En la figura 3 la intensidad del patrón de difracción creado por la fibra óptica se representa en función de la distancia axial. En este caso, se utilizó la ecuación utilizada por A. Sabatyan and M. T. Tavassoly (expresando la fase introducida por la fibra con

exponenciales negativos) para las simulaciones del patrón de Fresnel. Los resultados se comparan con los obtenidos por la solución rigurosa de las ecuaciones de Maxwell. Las discrepancias entre ambos métodos son obvias, y los dos patrones parecen estar desplazados por una diferencia de fase de π .

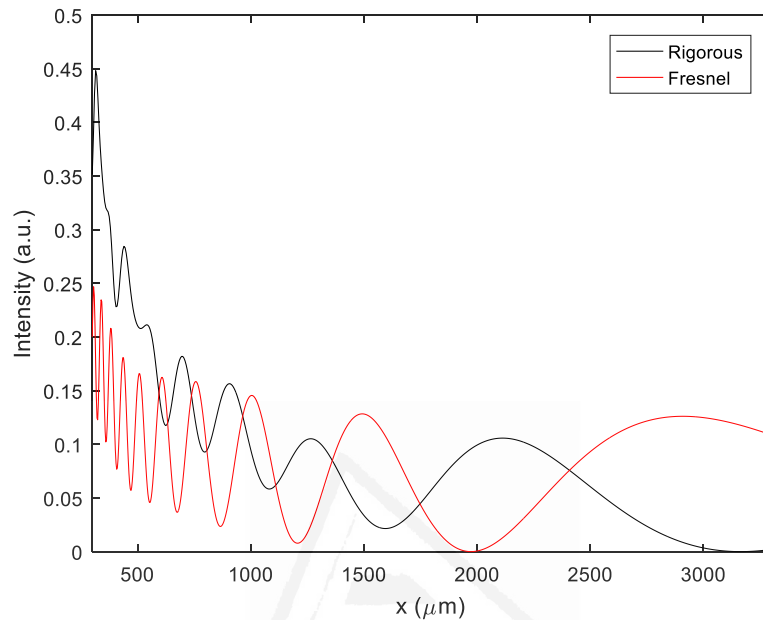


Figura 3: Intensidad del patrón de difracción en función de la distancia axial z para una fibra óptica con radios internos $a = 25,5 \mu\text{m}$, $b = 62,5 \mu\text{m}$ e índices de refracción $n_{\text{Cl}} = 1,458$,

En la figura 4 se representa la intensidad del patrón de difracción creado por la fibra óptica en función de la distancia axial, pero en este caso se utilizó la ecuación (2) de este documento para las simulaciones del patrón de Fresnel. Se puede ver que el comportamiento general de ambos patrones es similar, con un acuerdo creciente a medida que crece la distancia axial.

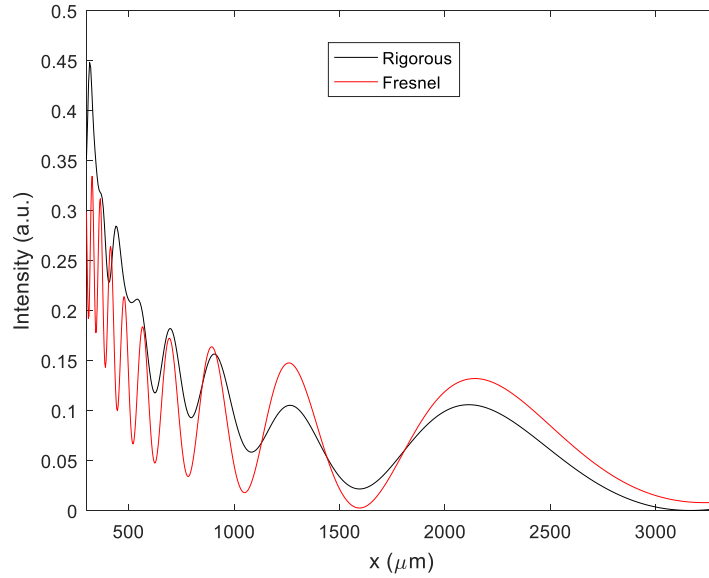


Figura 4: Intensidad del patrón de difracción en función de la distancia axial z para una fibra óptica con radios internos $a = 25,5 \mu\text{m}$, $b = 62,5 \mu\text{m}$ e índices de refracción $n_{Cl} = 1,458$, $n_{Co} = 1,475$. La simulación realizada utilizando la ecuación de Fresnel-Kirchhoff se obtuvo asumiendo exponenciales positivos para dar cuenta de la fase introducida por la fibra óptica

Una vez que en el artículo 1 se discutió y se encontró una expresión adecuada para la obtención del patrón de difracción de un objeto de volumen y fase en el artículo 2 se aplicaron dichos resultados a diferentes objetos. En primer lugar se validó el método de Fresnel comparando los resultados con una solución rigurosa obtenida por nosotros de las ecuaciones de Helmholtz para un cilindro homogéneo. Las ecuaciones que describen la fase acumulada para el cilindro son:

$$\varphi_a = 2ka, \quad |x'| > a, \quad (1.7)$$

$$\varphi_c = 2k(n_c - n_s)\sqrt{a^2 - x'^2}, \quad |x'| < a \quad (1.8)$$

Donde n_c es el índice de refracción del cilindro y a es el radio de un círculo que representa la sección transversal del cilindro. φ_a tiene en cuenta la fase acumulada en el aire, φ_c es la fase acumulada por el cilindro. Ahora bien, suponiendo que una onda de amplitud unitaria incide en el cilindro, $U(x')$ puede evaluarse como $U(x') = \exp(ik\varphi)$, donde φ tiene en cuenta en cada punto x' las diferentes contribuciones de φ_a y φ_c . La expresión de la amplitud del campo de onda en un punto $P(x, y)$ del plano de salida (Figura 2) es finalmente:

$$U(P) = \frac{K'(z)\exp(i\varphi_a)}{B} \left\{ \text{FI}(\alpha, \beta) + B \int_{-a}^a \exp(i\varphi_c(x')) \exp\left[ik \frac{(x-x')^2}{2z'} \right] dx' \right\}, \quad (1.9)$$

Donde $FI(\alpha, \beta)$ depende de integrales de Fresnel de α y β como:

$$FI(\alpha, \beta) = 1 + C(\alpha) - C(\beta) + i[1 + S(\alpha) - S(\beta)], \quad (1.10)$$

1.3.2.2. Método analítico para resolver las ecuaciones de Maxwell

Para validar el método propuesto de la integral de Fresnel-Kirchoff es necesario comparar dicho método con otro método confiable y que haya demostrado su validez previamente. En este caso se decidió resolver de forma rigurosa las ecuaciones de Maxwell utilizando métodos analíticos para el problema particular de la dispersión de un cilindro dieléctrico circular infinito. Estas soluciones se obtienen sin ninguna aproximación y servirán para comprobar la validez de la aproximación de Fresnel. Es importante decir que existen soluciones de este tipo en la literatura [20-22], pero en esta Tesis hemos elegido otra ruta para obtener las expresiones analíticas para los coeficientes de dispersión, y creemos que esta derivación es interesante por sí misma para la comunidad científica. Ni que decir tiene que, aunque los coeficientes de dispersión son diferentes en esta Tesis a los obtenidos en otras derivaciones, la dispersión final y los campos eléctricos internos son los mismos.

En esta derivación, el punto de partida es la ecuación de onda escalar de Helmholtz:

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0, \quad (1.11)$$

Una vez obtenidas las soluciones escalares de la última ecuación, se pueden encontrar soluciones vectoriales de las ecuaciones de Maxwell en términos de las soluciones escalares construyendo los llamados armónicos vectoriales:

$$\vec{M} = \vec{\nabla} \times (\vec{e} \psi), \quad (1.12)$$

$$\vec{N} = \frac{\vec{\nabla} \times \vec{M}}{k} \quad (1.13)$$

Aquí \vec{e} es un vector arbitrario. En nuestra derivación elegimos como vector arbitrario al vector unitario \vec{e}_ρ , mientras que en otros trabajos el vector unitario fue elegido como \vec{e}_z [21,22]. El eje del cilindro en estudio fue elegido en la dirección del eje z .

De la configuración particular que estamos tratando aquí, está claro que una elección adecuada de coordenadas son las coordenadas cilíndricas (ρ, φ, z) . En estas coordenadas la ecuación de Helmholtz toma la forma:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 \psi = 0, \quad (1.14)$$

Las soluciones separables de esta ecuación se pueden encontrar en la forma:

$$\psi_\nu(\rho, \varphi, z) = Z_\nu(k\rho) e^{i\nu\varphi} e^{ihz}, \quad (1.15)$$

$\nu = 0, 1, 2, \dots$ y h viene dada por la forma de la onda incidente. En este trabajo asumiremos que el campo eléctrico es incidente paralelo al eje del cilindro (en la dirección z), por lo que podemos considerar que $h=0$. Por otro lado $Z_\nu(k\rho)$ satisface la siguiente ecuación de Bessel [23]:

$$\rho^2 \frac{d^2}{d\rho^2} Z_\nu(k\rho) + \rho \frac{d}{d\rho} Z_\nu(k\rho) + (k^2 \rho^2 - \nu^2) Z_\nu(k\rho) = 0, \quad (1.16)$$

Consideraremos tres expansiones para el campo eléctrico incidente, dispersado y dentro del cilindro. Las funciones de Bessel adecuadas se elegirán, en consecuencia, para cada caso. En particular, dado que el campo eléctrico debe ser finito en el origen, las funciones de Bessel de primera especie, $J_\nu(k\rho)$, se elegirán en los casos del campo incidente y el campo interno. En el caso del campo dispersado, se elegirán las funciones de Hankel, $H_\nu(k\rho)$, como funciones generadoras, ya que su comportamiento asintótico es el de una onda que decae a grandes distancias. La expansión del campo eléctrico es en función de los campos vectoriales armónicos:

$$\vec{E}_j = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} A_\nu^{(j)} \vec{M}_\nu^{(j)} + B_\nu^{(j)} \vec{N}_\nu^{(j)}, \quad (1.17)$$

En este trabajo en particular asumiremos que la luz está polarizada en la dirección del eje z . Para este caso particular es fácil ver que el campo eléctrico incidente depende solo de los armónicos \vec{M}_ν y el campo magnético de los armónicos \vec{N}_ν . Así que la expansión del campo eléctrico para la luz incidente es:

$$\vec{E}_i = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} A_\nu^{(i)} \vec{M}_\nu^{(i)}, \quad (1.18)$$

Por otro lado, asumiendo una onda plana incidente y de amplitud unitaria, el campo eléctrico incidente también se puede poner en la forma:

$$\vec{E}_i = e^{-ik\rho \cos\varphi} \vec{e}_z, \quad (1.19)$$

Ahora haciendo uso de la expansión de la función exponencial en términos de funciones de Bessel:

$$e^{-ik\rho \cos\varphi} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} (-i)^\nu J_\nu(k\rho) e^{i\nu\varphi}, \quad (1.20)$$

Así que comparando la ecuación (20) y (18) los coeficientes de expansión para E_i y H_i se pueden calcular como:

$$A_v^{(i)} = \frac{\rho(-i)^{v-1}}{v}, \quad (1.21)$$

Imponiendo las condiciones de frontera en la superficie del cilindro se obtienen los coeficientes de expansión:

$$A_v^{(s)} = -\frac{\rho(-i)^{v-1}}{v} \frac{J_v(nx)[J_v(x)(n-1) - nxJ'_v(x)] + J_v(x)nxJ'_v(nx)}{J_v(nx)[H_v(x)(n-1) - nxH'_v(x)] + H_v(x)nxJ'_v(nx)} \quad (1.22)$$

Donde $x = ka$ y n es el índice de refracción del cilindro.

Mediante el uso de ecuaciones (22) se puede obtener el campo disperso de un cilindro dieléctrico infinito cuando una onda plana es incidente perpendicularmente al eje del cilindro. Finalmente, con la ayuda de la ecuación (17) se puede calcular el campo eléctrico total en cualquier punto del espacio fuera del cilindro.

1.3.2.3. Comparación del método de Fresnel con la solución rigurosa de las ecuaciones de Maxwell

El objetivo de esta sección es la validación del método de Fresnel más general para objetos de volumen descrito en la sección 4.1, que puede aplicarse a un gran número de situaciones, mediante la comparación con la solución rigurosa para el cilindro dieléctrico obtenida en la sección 4.2. Para hacer una correcta comparación los parámetros del formalismo del apartado 4.2 deben abordarse adecuadamente. Presentamos en la Figura 5 el esquema geométrico que estamos considerando. En este caso queremos obtener el patrón de intensidad creado por un cilindro cuando la luz incide sobre él perpendicularmente a su eje en una pantalla que se coloca a una distancia de z_p del cilindro. Para el caso de la solución rigurosa la intensidad se obtiene como:

$$I = E_T E_T^*, \quad (1.23)$$

donde E_T es el módulo del campo eléctrico total, que se obtiene como suma de los términos de la ecuación (17).

Mientras que la intensidad para el formalismo de Fresnel se obtiene a partir de la ecuación (2), y multiplicando la amplitud por su complejo conjugado.

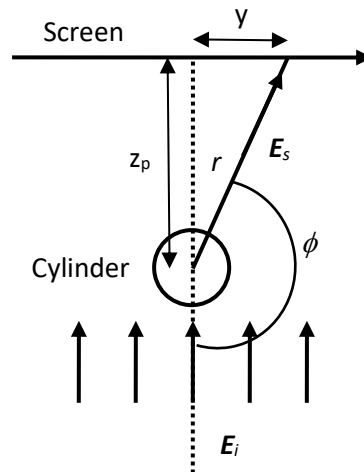


Figura 5: Esquema geométrico para el método riguroso.

Las figuras 6 y 7 muestran la comparación de ambas teorías para un cilindro de sección circular. El patrón de intensidad se calculó en una pantalla colocada a una distancia axial que varía en las simulaciones. Se asumió una longitud de onda de la luz incidente de 633 nm, mientras que el radio del cilindro se consideró 30 μm en el caso de la Figura 6 y 80 μm en el caso de la Figura 7. Se puede observar que el comportamiento de ambas curvas, la obtenida mediante la aproximación de Fresnel y la otra mediante el uso de la solución Rigurosa se comportan de la misma manera en función de la distancia axial. Ambos modelos dan básicamente los mismos resultados, pero está claro que cuanto mayor sea la distancia a la pantalla mejor será la concordancia entre ambos modelos. Esto se debe al hecho de que la aproximación de Fresnel funciona mejor para valores más bajos del Número de Fresnel (NF) [19] que se define como:

$$NF = \frac{a^2}{\lambda z} \quad (1.24)$$

Donde a es el parámetro de dimensión del objeto en estudio (el radio del cilindro en este caso), λ y z la distancia a la pantalla. Los valores crecientes de z dan valores más bajos de NF y, por lo tanto, un mejor comportamiento para la aproximación de Fresnel.

A pesar del ligero desacuerdo observado para ambos métodos en el rango de valores considerados, hay que decir que las distancias consideradas en las simulaciones de las Figuras 6 y 7 fueron bastante conservadoras, ya que las distancias de medición típicas desde el objeto a la cámara (CCD) son superiores a 6 mm, que es la distancia máxima considerada en las simulaciones. Las figuras 8 y 9 muestran el patrón de difracción observado en la pantalla situada a 50 mm del cilindro para un radio de 30 μm y 80 μm respectivamente. La concordancia de ambas teorías es clara en este caso, validando así el método propuesto para la simulación de cuerpos dieléctricos de volumen.

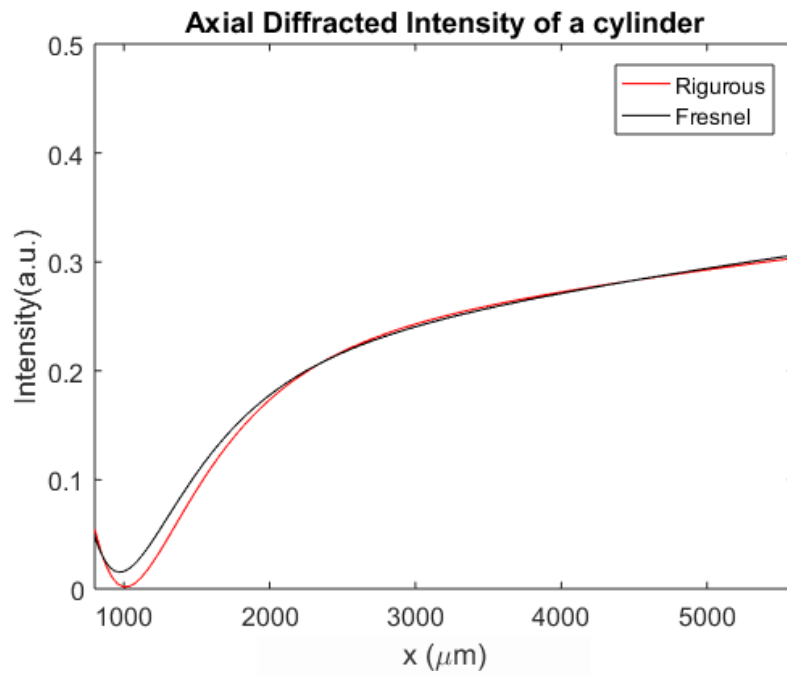


Figura 6: Intensidad del patrón de difracción en función de la distancia axial para un cilindro dieléctrico con radio interno $a = 30 \mu\text{m}$ y con índice de refracción $n = 1.85$.

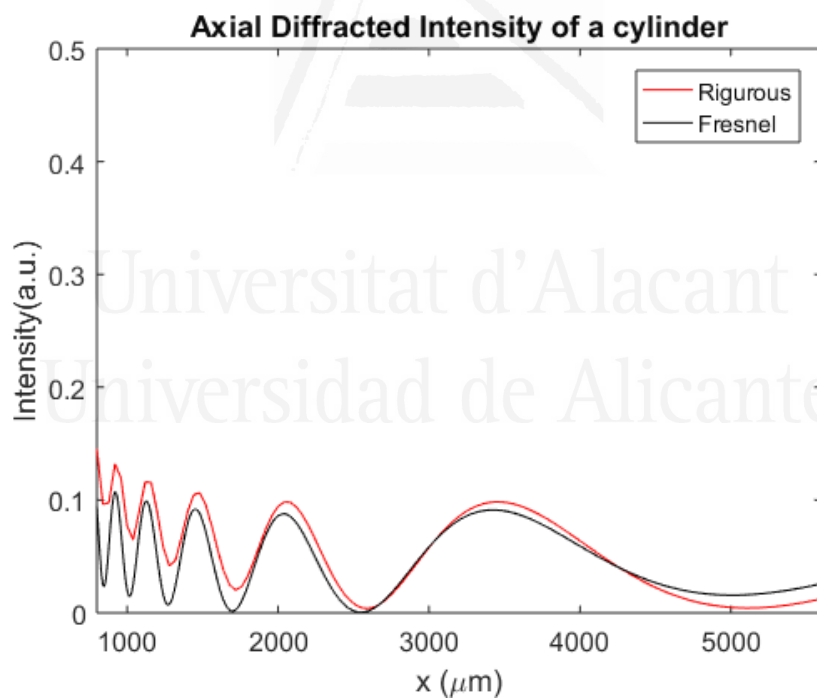


Figura 7: Intensidad del patrón de difracción en función de la distancia axial para un cilindro dieléctrico con radio interno $a = 80 \mu\text{m}$ y con índice de refracción $n = 1.85$.

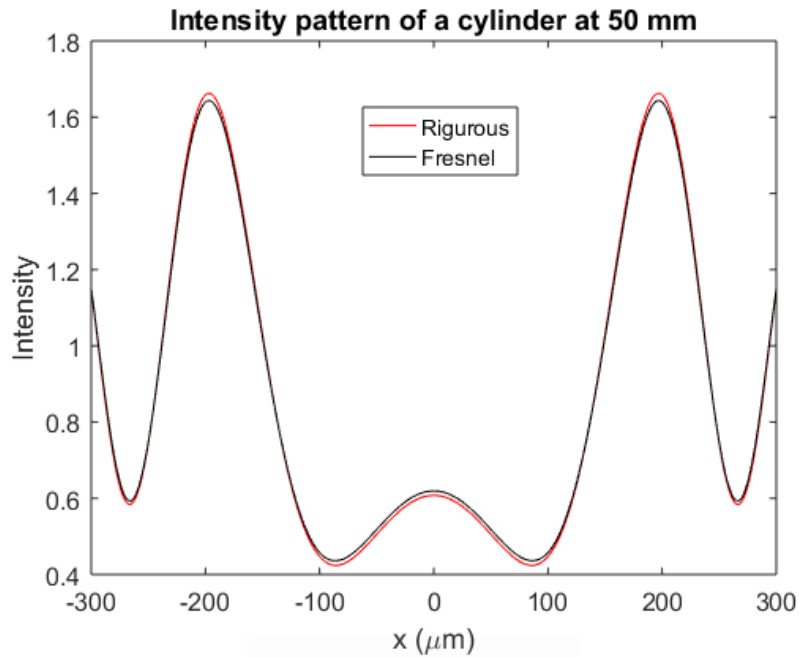


Figura 8: Intensidad del patrón de difracción en función de la distancia al centro del patrón de difracción para un cilindro dieléctrico con radio interno $a = 30 \mu\text{m}$ y con índice de refracción $n = 1.85$. Las intensidades se calcularon suponiendo que el patrón de difracción se mide a una distancia axial $z = 50 \text{ mm}$ de la fibra.

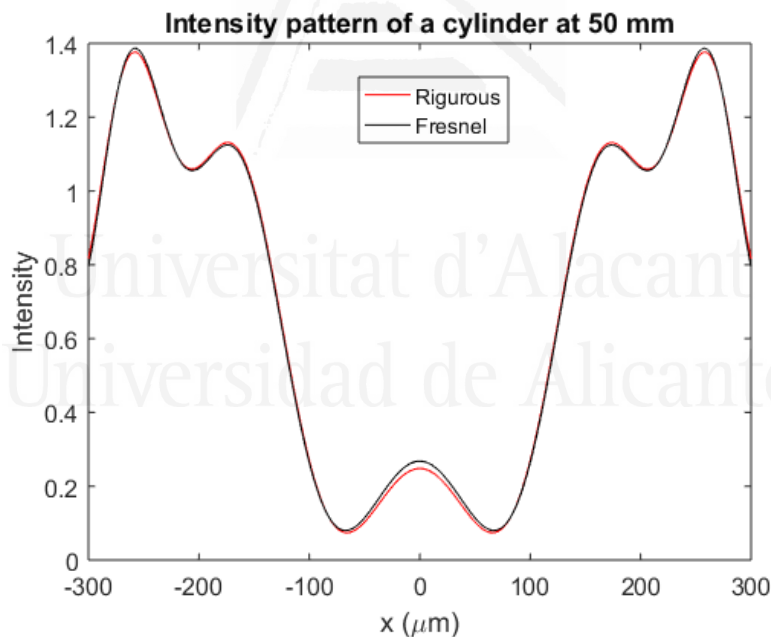


Figura 9: Intensidad del patrón de difracción en función de la distancia al centro del patrón de difracción para un cilindro dieléctrico con radio interno $a = 80 \mu\text{m}$ y con índice de refracción $n = 1.85$. Las intensidades se calcularon suponiendo que el patrón de difracción se mide a una distancia axial $z = 500 \text{ mm}$ de la fibra.

1.3.2.4. Validación experimental del Método de Fresnel

Aunque el método de Fresnel descrito ha sido validado en la sección 1.3.2.3. es interesante observar su capacidad para extraer información de un determinado objeto

dieléctrico volumétrico. En esta sección, para utilizar las expresiones de la sección 1.3.2.1 se estudiará un pequeño objeto cilíndrico, que en este caso fue un cabello humano (que puede considerarse casi cilíndrico).

La figura 10 muestra la configuración experimental utilizada para obtener el patrón de difracción de un cabello. La luz procedente de un láser He-Ne (633 nm) se colima mediante el uso de un sistema de lentes; la muestra (pelo) se coloca entre el láser y se utiliza un CCD conectado a un ordenador personal para procesar los datos. La figura 11 muestra el patrón de difracción obtenido del cabello mediante el uso de esta configuración.

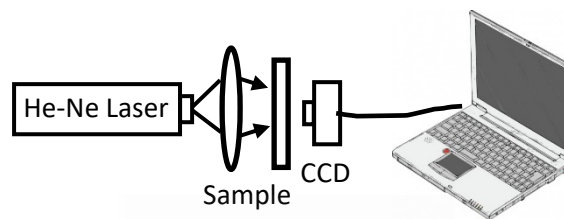


Figura 10: Montaje experimental.

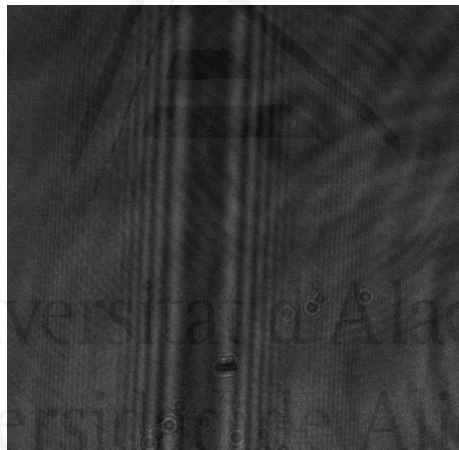


Figura 11: Patrón de difracción en el CCD de un cabello humano.

Finalmente, en figura 11 se muestra la intensidad normalizada obtenida dividiendo la intensidad capturada por el CCD por sus valores máximos en función de la distancia al centro de la pantalla. El ajuste de la curva teórica obtenido mediante el método de la sección 1.3.2.1 a los datos experimentales proporciona un índice de refracción de 1,55 y un radio interno de 21,35 μm . Mediante la figura también se observa la concordancia entre los datos experimentales y el método propuesto.

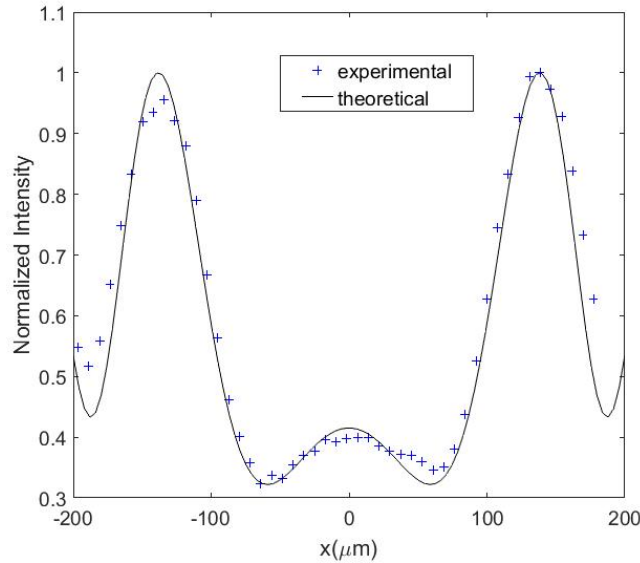


Figura 12: Datos experimentales y ajuste teórico de la intensidad registrada en una cámara CCD a partir de la difracción de un cabello con índice de refracción de 1,55 y radio 21,35 μm .

1.3.3. FABRICACIÓN DE GUÍAS DE ONDA HOLOGRÁFICAS EN FOTOPOLÍMEROS.

Los dos artículos de la Tesis: “Analysis of the Imaging Characteristics of Holographic Waveguides Recorded in Photopolymers” y “Tunable Waveguides Couplers Based on HPDLC for See-Through Applications” tienen como objetivo el estudio teórico y posterior registro de guías de onda holográficas. Un método para fabricar una guía de ondas holográfica consiste en registrar dos hologramas en un sustrato de vidrio; actuando el primer holograma como elemento acoplador de entrada, y actuando el segundo holograma como elemento acoplador de salida. La luz es guiada a través del sustrato de vidrio por reflexión interna total. En general, los hologramas de acoplamiento entrante y saliente se registraron como redes de reflexión [24-26], pero en trabajos recientes esta tecnología se ha ampliado para trabajar también con hologramas de transmisión [27-28]. Un medio adecuado para registro de los hologramas es un material de fotopolímero seco, ya que este material es un medio de registro holográfico con características importantes como el bajo precio, la capacidad de autoprocésamiento y una gran versatilidad.

Para esta aplicación en particular, el material de fotopolímero holográfico debe diseñarse y optimizarse adecuadamente atendiendo a dos requisitos importantes. En primer lugar, el material debe ser capaz de crear una modulación de índice suficiente para frecuencias espaciales superiores a 1600 líneas/mm [27]. En segundo lugar, se debe controlar la contracción después del proceso de registro. Esto se debe a que para esta

aplicación en particular se registran redes inclinadas y los cambios de espesor alteran la geometría de las redes y, por lo tanto, las condiciones de reconstrucción [29].

Otro dato importante que se debe tener en cuenta en el registro de la guía de ondas holográfica es el posible registro de redes de reflexión de ruido. En general, las redes de ruido en otros dispositivos extraen una pequeña cantidad de energía del orden difractado, sin ningún otro efecto espurio [30-31]. No obstante, en este dispositivo en particular se demostrará que las redes de reflexión de ruido podrían crear una imagen secundaria no deseada. Dado que la reconstrucción se realiza con una longitud de onda diferente a la de la registro, las redes de ruido de reflexión pueden ser o no "visibles" durante la reconstrucción.

Como resultado de la comparación realizada en otros trabajos [27-28] entre diferentes composiciones poliméricas, utilizamos un fotopolímero HPDLC como medio de registro para las redes de difracción de transmisión. Para comprender las capacidades de este material para esta aplicación en particular, se registraron y analizaron redes holográficas de transmisión inclinada con frecuencias espaciales de 1690 líneas/mm.

1.3.3.1. Diseño Teórico de la Guía de Onda

En esta sección, explicaremos los parámetros de diseño y reconstrucción de una guía de ondas holográfica de transmisión. Usaremos la configuración de la Figura 13. El primer holograma frente a la lente acopla la luz a la guía de ondas en condición de reflexión total, mientras que el segundo holograma acopla el haz fuera de la guía de ondas.

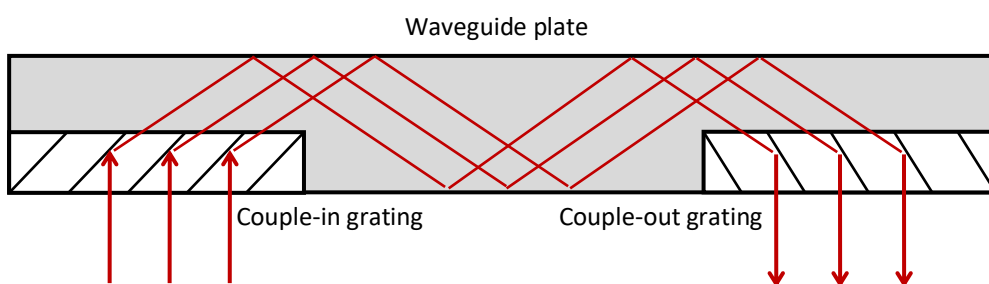


Figura 13: Guía de onda holográfica por dos hologramas de transmisión

La condición angular de reflexión interna total es $\theta_{gp} = 42,15^\circ$ para el caso del fotopolímero con índice de refracción de $n_{gp} = 1,49$, y $\theta_{cg} = 41,47^\circ$ para el sustrato de vidrio, suponiendo un índice de refracción de $n_g = 1,51$. Asumiendo una incidencia normal, es posible diseñar los parámetros de la red para lograr la redirección de la

luz en la forma prescrita en la Figura 13. La Figura 14 muestra la configuración de la red de acoplamiento, donde se puede ver que el vector de red \vec{K} redirige la luz incidente al rayo difractado, verificándose la condición de reflexión interna total, es decir, este rayo forma un ángulo de 42.15° con el eje y dentro de la red.

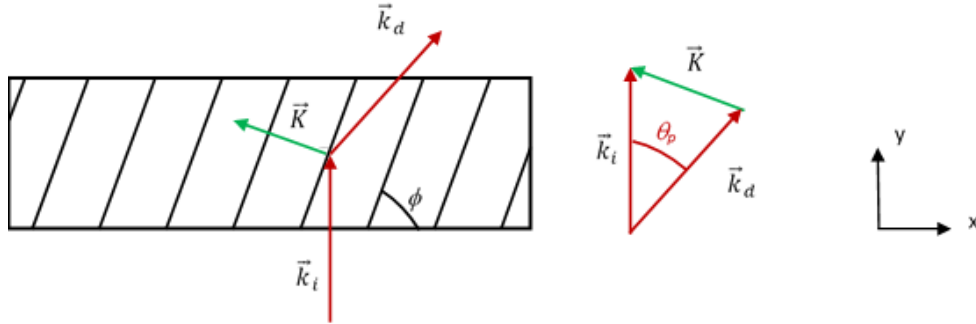


Figura 14: Red de difracción de acoplamiento a la entrada

El vector de red se puede calcular como:

$$\vec{K} = \vec{k}_i - \vec{k}_d \quad (25)$$

Donde \vec{k}_i es el vector de propagación del rayo incidente (en este caso, perpendicular a la interfaz red-aire) y \vec{k}_d es el vector de propagación del rayo difractado. Los módulos de ellos se pueden calcular como:

$$\beta_c = |\vec{k}_i| = |\vec{k}_d| = \frac{2\pi}{\lambda_c} n_p \quad (26)$$

Donde β_c y λ_c son los módulos de los vectores de propagación y la longitud de onda en la etapa de reconstrucción.

Dos son los parámetros de diseño necesarios para el adecuado diseño de la guía de onda:

1) El período de las franjas, o la frecuencia espacial de la red, que se relacionan con el vector de red de la siguiente manera:

$$|\vec{K}| = 2\pi f = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (27)$$

2) El ángulo ϕ formado por las franjas de interferencia con el sustrato que se puede calcular utilizando:

$$\phi = \frac{\pi}{2} - \left| \text{atan} \left(\frac{K_y}{K_x} \right) \right| \quad (28)$$

La red de salida está diseñada de manera similar, pero en este caso el vector K es la imagen de reflexión de la red de salida de pareja con respecto al eje y de la Figura 14.

Una vez que se han diseñado los parámetros de diseño de las redes para lograr la reflexión interna total, se deben registrar las redes de difracción. Está claro que estas redes no se pueden registrar utilizando la longitud de onda de la reconstrucción, ya que el ángulo del haz del objeto debería ser $\pi/2$ en el aire, en ese caso. Por lo tanto, la red debe fabricarse con una longitud de onda más corta. La Figura 15 ilustra la configuración de Reconstrucción y Registro. Los vectores de propagación (\vec{k}_r , para la onda de referencia, y \vec{k}_o , para la onda objeto) en el proceso de registro utilizados para obtener el mismo vector \vec{K} que el de la etapa de reconstrucción, pero con diferente longitud de onda, son diferentes a los de la etapa de registro. El módulo de estos vectores, β_r , se obtiene como:

$$\phi = \frac{\pi}{2} - \left| \text{atan} \left(\frac{K_y}{K_x} \right) \right| \quad (29)$$

Donde λ_r es la longitud de onda de registro y n_p es el índice de refracción del fotopolímero.

En este trabajo, las redes se registraron con luz verde, $\lambda_{gr} = 532$ nm y se reconstruyeron con luz roja $\lambda_{rc} = 633$ nm. Para el registro, los ángulos de los vectores de propagación de referencia y objeto con respecto a la normal fueron: en el aire, $\theta_r = 5.2^\circ$ y $\theta_o = 68.5^\circ$; y en el fotopolímero, $\theta_r = 3.42^\circ$ y $\theta_o = 38^\circ$.

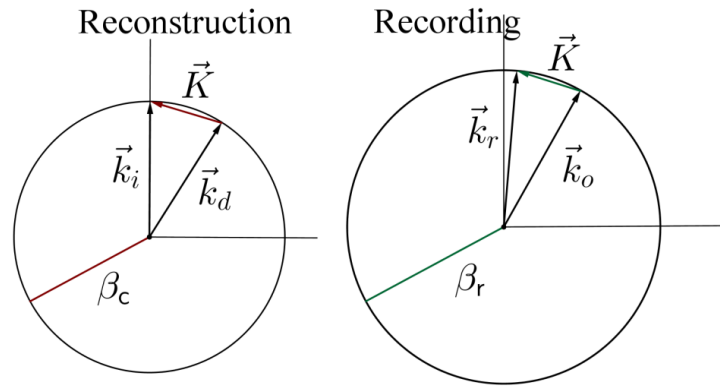


Figura 15: Geometría de registro y reconstrucción

1.3.3.2. Composición del fotorolímico y montaje experimental

Atendiendo a la optimización de fotorolímicos desarrollada en un trabajo anterior [28] y los estudios del comportamiento del material para esta arquitectura de registro de hologramas decidimos utilizar un fotorolímico HPDLC. El monómero utilizado fue penta-/hexaacrilato de dipentaeritritol (DPHPA), con un índice de refracción $n = 1,490$. Utilizamos el cristal líquido nemático BL036 de Merck. Es una mezcla de 4-cianobifenilos con cadenas alquílicas de diferente longitud. Tiene un índice de refracción ordinario $n_o = 1,5270$ y una diferencia entre el índice extraordinario y el ordinario $\Delta n_e = 0,2670$ [32]. La concentración de cristal líquido se fijó en 28% en peso como punto de partida para la optimización de componentes y permaneció prácticamente sin cambios durante este proceso. Se utilizó N-vinil-2-pirrolidona (NVP) como reticulante, N-fenilglicina (NPG) como generador de radicales, ácido octanoico (OA) como codisolvente y etil eosina (YEt) como colorante. La solución de prepolímico se elaboró mezclando los componentes bajo luz roja a la que el material no es sensible utilizando las cantidades presentadas en la Tabla 1. La solución se sonicó en un baño ultrasónico, se depositó entre placas de vidrio de 2 mm de espesor, separadas utilizando microesferas de vidrio como espaciadores. Las microesferas fueron proporcionadas por Whitehouse Scientific con un espesor entre 20 y 30 μm . Tomamos 30 μL de solución para cada fabricación de acoplador de holograma. La solución se deposita sobre el sustrato de vidrio (20 cm x 4 cm) justo en las esquinas y se distribuye colocando el otro sustrato sobre la solución y haciendo presión con unas pinzas.

Tabla 1: Composición de la solución líquida del polímico dispersado en cristal líquido

DPHPA (g)	BL036 (mL)	YEt(g)	NPG (g)	NVP (mL)	OA (mL)
1	0.590	0.001	0.03	0.330	0.090

El dispositivo experimental es una configuración holográfica de transmisión típica. Se utilizó un láser Nd:YAG sintonizado a una longitud de onda de 532 nm para registrar las

redes de difracción mediante exposición continua al láser. El rayo láser se dividió en dos rayos secundarios con una relación de intensidad de 3:1, debido a la baja sección transversal de uno de los rayos. La sección normal de los haces se aumentó a 3 cm^2 utilizando un filtro espacial y una lente colimadora, mientras se aseguraba el filtrado espacial. La intensidad de trabajo a 532 nm fue de 3 mW/cm^2 . Las redes de difracción no inclinadas se registraron con dos frecuencias espaciales diferentes. Se midió la eficiencia de transmisión, el haz difractado queda atrapado dentro de la guía de ondas, utilizando luz roja ($\lambda = 633 \text{ nm}$), que los colorantes no absorben. Después del registro, la muestra se rotó para registrar la respuesta angular alrededor de la primera condición de Bragg. En la Figura 16 se muestra una fotografía de la guía de ondas después del registro.

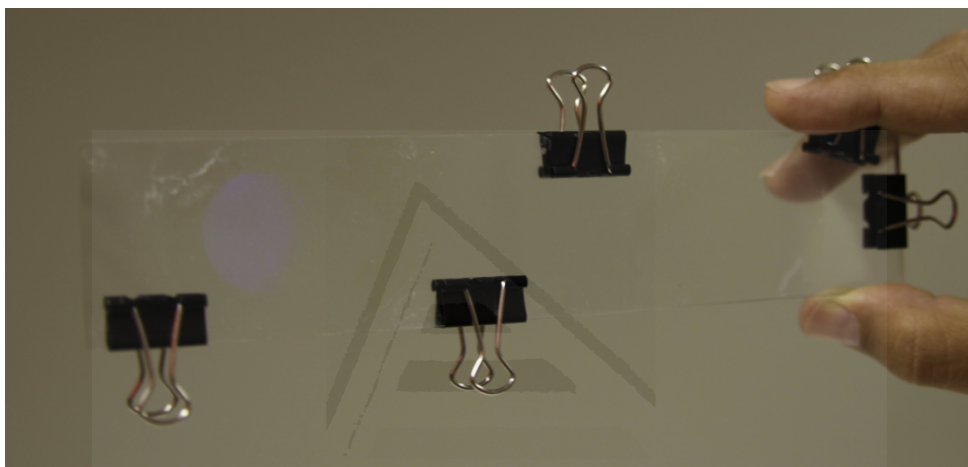


Figura 16: Fotografía de la guía de ondas registrada

1.3.3.3. *Análisis de las características de las guías de onda registradas en fopolímeros.*

En primer lugar, analizaremos dos redes de transmisión registradas mediante la Geometría de la Figura 15. La respuesta angular del rendimiento en transmisión se midió en función del ángulo para redes de difracción de transmisión no inclinadas registradas en fopolímero DPHPA. En la Figura 17 se representan los datos experimentales y los ajustes teóricos obtenidos utilizando la teoría rigurosa de ondas acopladas rigurosas para una red de transmisión. En este caso, la red tenía una frecuencia espacial de 1690 líneas/mm y el ángulo de inclinación de las franjas con respecto al eje x es de $68,9^\circ$. Después del ajuste los valores obtenidos mediante el modelo teórico fueron: una modulación del índice de refracción de $\Delta n = 0.0107$ y un espesor de $d=20 \mu\text{m}$. En la Figura 17, se puede ver que se puede alcanzar un alto rendimiento en difracción, del 90%, en las redes de transmisión registradas en un fopolímero DPHPA.

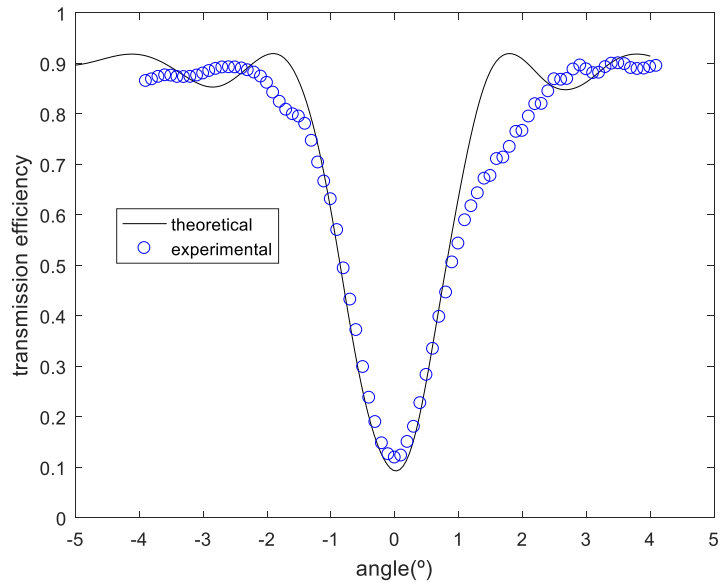


Figura 17: Rendimiento en transmisión en función del ángulo para una red no inclinada con una frecuencia espacial 1690 líneas/mm

Los efectos de la contracción se pueden observar en la Figura 18, donde hay una pequeña desviación de la condición de Bragg. La variación del período y del ángulo de inclinación después de la contracción altera el vector de red y, por lo tanto, la condición angular de Bragg. En este caso particular se calculó un factor de contracción de $d'/d = 0,98$. La red después de la contracción tiene 1700 líneas/mm y un ángulo de inclinación de las franjas de $68,5^\circ$. Los parámetros ajustados obtenidos en este caso fueron una modulación del índice de refracción de $\Delta n = 0,0086$ y un espesor de $d=20 \mu\text{m}$

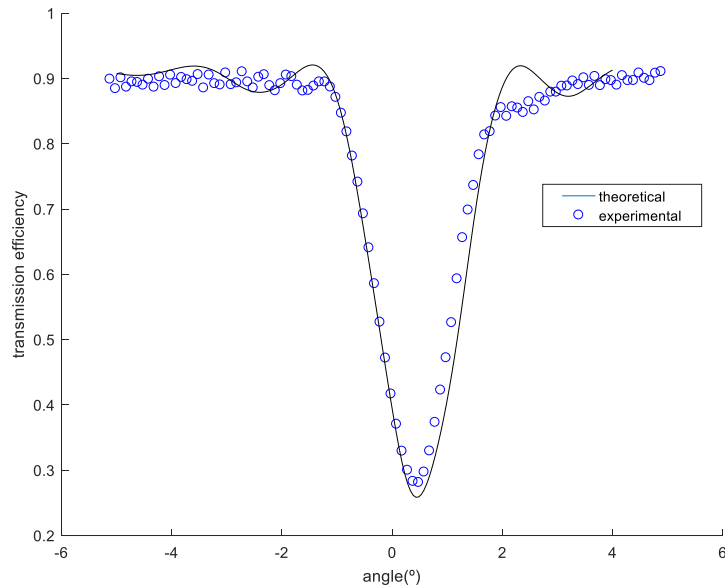


Figura 18: Rendimiento en transmisión en función del ángulo para una red no inclinada con una frecuencia espacial 1700 líneas/mm.

Una vez que el material ha demostrado ser útil para el registro de redes de transmisión con las especificaciones de los hologramas acoplamiento de entrada y acoplamiento de salida explicadas en la sección 1.3.2.2, se registró una guía de ondas holográfica con luz verde, y se reconstruyó con luz roja, como se puede ver en la Figura 19. Donde es evidente la capacidad de la guía de ondas para redirigir la luz desde el holograma de entrada hacia el holograma de salida.

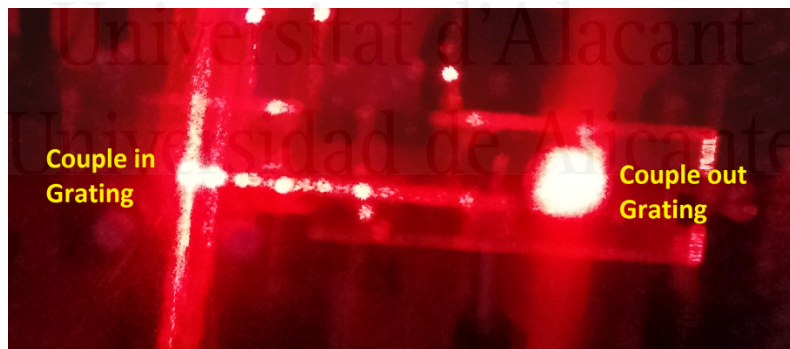


Figura 19: Guía de ondas registrada bajo iluminación.

Finalmente, el dispositivo se probó como un sistema de imágenes, por lo que red de entrada se iluminó usando una imagen de prueba y la imagen final se observó detrás del holograma de salida. La figura 20 muestra la imagen de prueba y también la imagen obtenida. La estructura granulada de la imagen se debe básicamente al moteado ("speckle"). Por otro lado, se puede observar que a la izquierda del original se forma otro "3" con menor intensidad. Esto se debe a la presencia de una red de ruido que está formada por la interferencia del haz del objeto con su imagen reflejada. Esta red de ruido tiene una frecuencia espacial de 4370 líneas/mm y un ángulo de inclinación de 0°. El

factor de encogimiento limitante (d'/d) para que desaparezca esta red es 0.93, pero se ha observado en la discusión anterior que si hay encogimiento este es muy bajo, por lo que esta red está presente en la etapa de reconstrucción. Debido a esta red de reflexión, algunos de los rayos que provienen del sustrato de vidrio se reflejan en lugar de ser acoplados por la red de salida, y son extraídos por la red de salida en otra posición, creando una segunda imagen espuria.

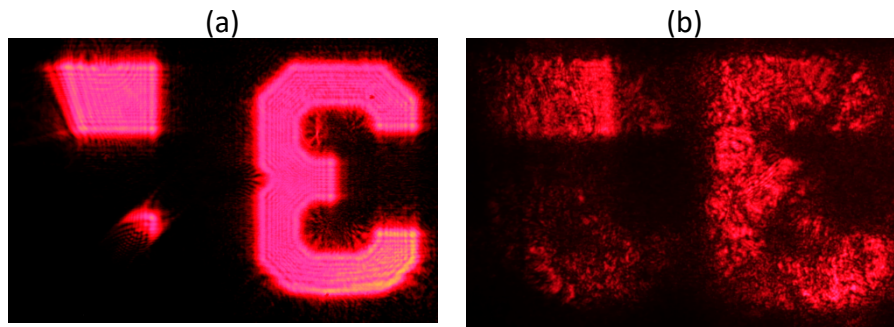


Figura 20: (a) Imagen de prueba. (b) imagen observada en el holograma de pareja

1.4. Introducción de un comportamiento ajustable en las guías de onda.

Una vez diseñada y fabricada la guía de onda como se ha descrito, (artículo: “Analysis of the Imaging Characteristics of Holographic Waveguides Recorded in Photopolymers”) en el artículo “Tunable Waveguides Couplers Based on HPDLC for See-Through Applications” se introduce un efecto de sintonización mediante voltaje en las guías de onda. Se profundizó en este punto variando la composición de algunas sustancias químicas para optimizar la respuesta de los acopladores de onda. Consideramos este punto crítico para aplicaciones tales como dispositivos transparentes. Se estudió el proceso de registro, la respuesta angular de los hologramas registrados y su sintonizabilidad aplicando un voltaje externo. En particular se estudiaron tres composiciones diferentes obtenidas al variar la utilizada anteriormente.

La Figura 21 muestra el rendimiento en transmisión en función del tiempo para las cuatro soluciones. En general, las soluciones 1, 2 y 3 reaccionan más rápido que la solución 0. En todos los casos hay luz guiada por el sustrato de vidrio.

La transmisión cae alrededor de 0.2 para soluciones, 0, 2 y 3. Sin embargo para soluciones 1 y 2 se pueden detectar mayor cantidad de “scattering” dispersiones simplemente mirando la muestra de irradiación con láser He-Ne. Además, estas dos composiciones se solidificaron pocas horas después de preparación de la disolución, incluso cuando se conservaron a temperatura controlada en las botellas cerradas. Para

estos dos casos también la repetibilidad de los experimentos estaba lejos de las soluciones 0 y 3.

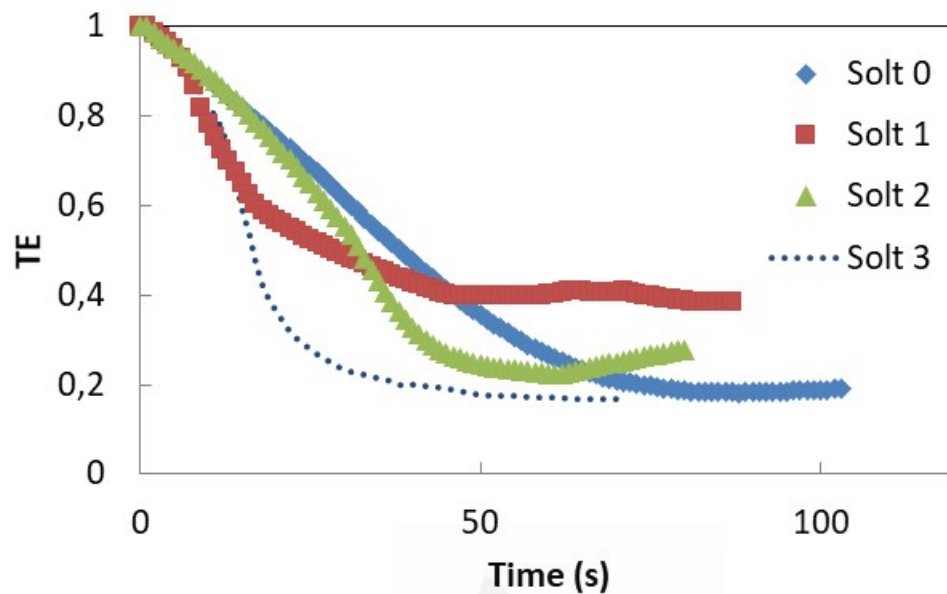


Figura 21: Rendimiento en transmisión en función del tiempo de exposición para las distintas composiciones químicas analizadas.

Una vez observados los diferentes acopladores de las guías de ondas bajo campo eléctrico, tenemos los resultados presentados en la Figura 22. Para la solución 0 no apreciamos ningún cambio en el TE por debajo de 200 V, para voltajes superiores a 220 todas las muestras comienzan a conducir corriente. Es interesante notar que para muchos hologramas grabados con la solución 1 la dispersión desaparece aplicando este campo eléctrico, sin embargo, no vuelve a aparecer una vez que apagamos nuestro dispositivo. Para la solución 2 podemos ver una variación interesante del TE como función del voltaje aplicado. Pero este cambio se magnifica para los hologramas grabados con la composición 3, en este caso se puede aumentar la TE del 18% para cerrar el 80%.

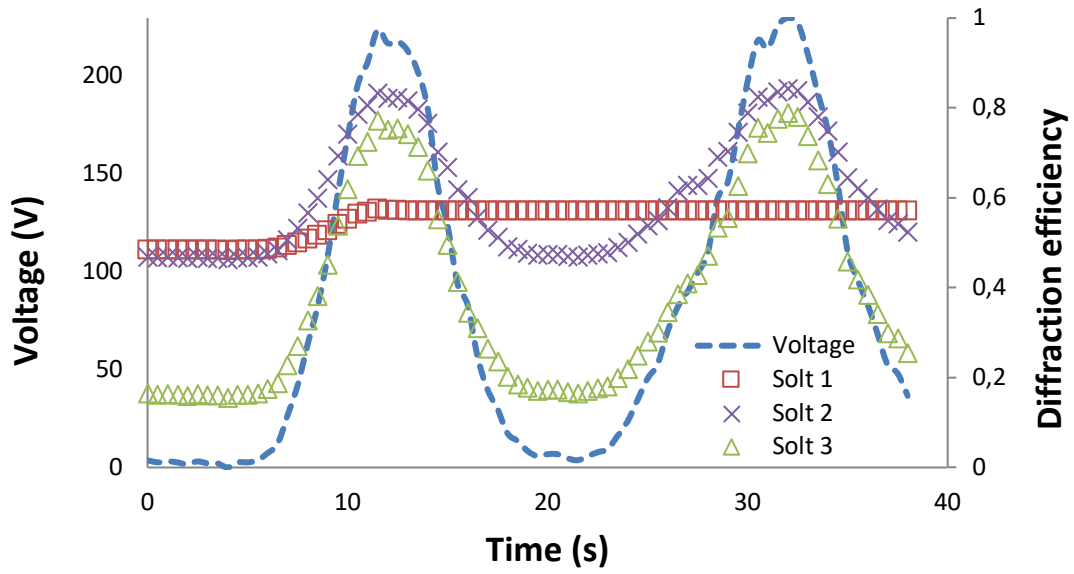


Figura 22: Respuesta del rendimiento en transmisión en función del voltaje aplicado para las diferentes composiciones químicas.



Universitat d'Alacant
 Universidad de Alicante

CHAPTER 2

2. SUMMARY OF THE THESIS

2.1. INTRODUCTION AND BACKGROUND

Volume holography is an active field of research due to its many applications. One of the essential characteristics of a volume hologram is its Bragg selectivity. Due to this property, there are many applications, such as fiber optic Bragg networks [1], distributed feedback lasers [2], holographic optical elements [3], and holographic memories [4], among others.

Holographic information storage is based on the interference of two waves: the reference wave and the target wave. The latter is generated using a spatial light modulator and, in the case of data storage applications (for example), corresponds to a binary pattern of ones and zeros. The interference pattern is recorded on a photosensitive medium (photopolymers, photographic emulsions, photorefraction, etc.), so the target wave is reproduced when illuminated by the reference wave. Therefore, it is necessary to study the interaction of electromagnetic radiation with the recording medium to properly investigate the characteristics of the generated hologram. For this purpose, solving the Helmholtz equation is essential since it permits investigating electromagnetic scattering in dielectric media when the refractive index varies spatially. This work will solve the Helmholtz equation using rigorous coupled wave theory [5,6]. The coupled wave theory assumes that different plane waves, and orders, propagate inside the hologram. Throughout the depth of the periodic medium, energy is transferred from one order to another so that at the end of the periodic structure, some of them have been strengthened with respect to others. The approach proposed by Kogelnik [7] is very popular and is based on the specific case of considering only two coupled waves. The coupled wave theory by Kogelnik has the advantage over other theories in that although it is mathematically quite simple, it accurately predicts the first and second-order response for volume and phase holograms. However, the accuracy decreases when either the thickness is low or when over-modulation patterns (high values of the refractive index modulation) are recorded in the hologram. In these cases, it is necessary to use the coupled wave theory (CWT) that assumes that more than two orders propagate in the hologram also known as the rigorous coupled wave theory (RCW) [8,12]. In RCW the second derivatives in the coupled wave equations are not neglected. In this PhD Thesis, the RCW and the Kogelnik Theory will be used to analyse waveguides recorded in photopolymers.

Although the two mentioned theories are extremely useful when dealing with periodic media. They face difficulties in the simulation of volume objects, holograms or not. Moreover, in the analysis of problems where the variation of the refractive index is no longer periodic, it is necessary to use other numerical methods such as finite differences in the time domain [13], Green's tensor method [14], the method of discrete dipoles [15], etc. This PhD Thesis has implemented a non-destructive method based on the Fresnel-Kirchhoff integral for studying bulk dielectric media. Sabatyan and Tavassoly applied this same approach to the study of optical fibers [16], and here it has been refined for our specific application.

Along with developing theoretical models to predict the behaviour of electromagnetic radiation in dielectric media, this Thesis also aims to have an experimental counterpart. In this sense, diffractive optical elements have been fabricated using holographic techniques. Specifically, holographic waveguides with applications in Augmented Reality have been experimentally developed. It is a fact that augmented reality or virtual reality has burst strongly into society: allowing the creation of video games programmed to play with virtual reality glasses or the manufacture of glasses that act as mobile devices connected to the Internet ("Google glasses"). Augmented reality devices generally consist of a headset and a display system showing users virtual information in addition to real one. The techniques used are transparent optical displays and video-mixed displays. In this way, virtual images can be used and displayed to the user, mixed with reality or projected directly onto the screen.

On the other hand, the "glasses" have some advantages compared to a direct viewing mobile display, e.g., hands-free and high privacy character. Among the different models of glasses proposed [17,18], transparent glasses are vital for mobile use because they are safer and easier to be accepted by the public. However, combining high-quality images with clear visibility throughout the system remains challenging. In this Thesis, holographic waveguides will be fabricated in photopolymers, and experimental results will be contrasted with numerical simulations using the previously described models.

2.2. OBJECTIVES

The following sub-objectives of the doctoral Thesis are the core of the study of volume element imaging systems through numerical simulation models:

- 1) To develop numerical models for the simulation of volume element imaging.
 - 2) To study the validity of the theoretical models used by comparing the results obtained with the new models with the results obtained using theoretical models that are well established in the scientific community.
 - 3) Fabrication of diffractive optical elements (EODs) in PVA/AA photopolymers and experimental validation of the theoretical models implemented.
-

2.3. RESULTS PRESENTED IN THE PUBLICATIONS

2.3.1. BRIEF SUMMARY OF THE PUBLICATIONS

In the process of achieving the objectives mentioned above, four articles have been published, each devoted to solving some aspect related to this Thesis. The four articles have been published in JCR impact journals (Journal Citation Reports, Clarivate): Optical engineering (IF: 1.084, Q4, category Optics-Science), Applied Sciences (IF: 2.679, Q2, category Applied Physics- Science), Polymers (IF: 4.329, Q1, category polymer-Science), Polymers (IF: 4.329, Q1, category polymer-Science).

The titles of the articles are: "Comment on" Application of Fresnel diffraction to nondestructive measurement of the refractive index of optical fibers", "Validation of Fresnel-Kirchhoff Integral Method for the Study of Volume Dielectric Bodies", "Analysis of the Imaging Characteristics of Holographic Waveguides Recorded in Photopolymers", "Tunable Waveguides Couplers Based on HPDLC for See-Through Applications".

2.3.2. IMPLEMENTATION OF A NUMERICAL FORMALISM BASED ON THE FRESNEL KIRCHHOFF INTEGRAL

2.3.2.1. Numerical formalism based on the Fresnel-Kirchhoff integral

The first two papers aim to develop a numerical formalism based on the Fresnel-Kirchhoff integral. Fresnel diffraction has been commonly used to measure the optical properties of different dielectric structures [16]. This technique is specially designed to study planar structures since the integral is a surface integral. However, this method can be applied to three-dimensional structures or objects with the appropriate modifications. The structure must be treated as a two-dimensional object to accomplish this goal. This is achieved by considering the phase accumulated by an incident plane wave after passing through the object. Figures 1 and 2 help to illustrate this concept. Figure 1 presents a three-dimensional object whose refractive index or thickness can vary spatially. The first part of the proposed method is to calculate the field in plane B, knowing the incident field in A (usually a plane wave). The effect of the propagation from A to B is a change in the phase of the generated wave due to the variation of the refractive index and thickness.

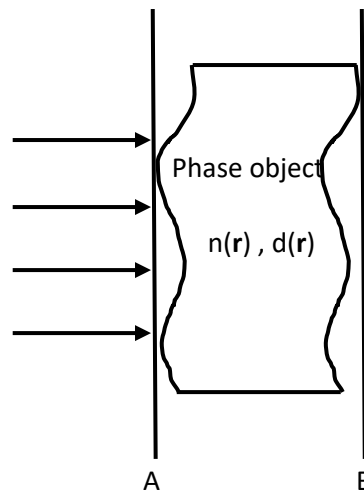


Figure 1: Volume object.

Through figure 2 we can explain the second part of the method,

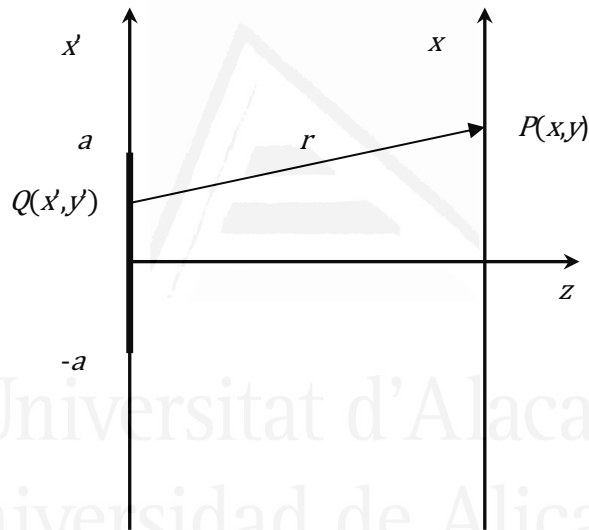


Figure 2: Esquema para la propagación de la luz desde el plano de entrada al plano de salida.

The amplitude of the input field ($Q(x, x')$ in figure 2) in the Fresnel-Kirchhoff integral is assumed to have the phase provided by the description in figure 1, and the integral calculation gives the field in the output plane. Therefore, the Fresnel-Kirchhoff integral is given in equation (2.1):

$$U(P) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x', y') \exp \left\{ i \frac{k}{2z} [(x - x')^2 + (y - y')^2] \right\} dx' dy', \quad (2.1)$$

where λ is the length of the incident wave, k is the wavenumber, z is the axial distance between the input plane and the output plane, and U is the wave's amplitude in the input plane.

In the first published work, the expression of the field in the exit plane previously used by authors A. Sabatyan and M. T. Tavassoly [16] was modified. They proposed a nondestructive technique based on Fresnel diffraction for phase objects, in particular, to determine the refractive indices of optical fibers without needing index-matching strategies. The method they proposed proved to be interesting and accurate. However, we found some inconsistencies, especially in the equation they derived from the Fresnel-Kirchoff integral. They accumulated the phase introduced by the fiber and the surroundings in that equation using negative exponentials. For example, if φ_{cl} refers to the phase introduced by the coating, its effect is included in the equation by $\exp(-i\varphi_{cl})$. Using this criterion implies that the phase decreases for a wave travelling from left to right [19]. However, suppose the Fresnel-Kirchoff integral is used as it appears in the article. In that case, the positive exponentials $\exp(-ikr)$ represent divergent spherical waves travelling from one point in the input plane to another point in the output plane (from left to right). In this way, the authors would be using two different criteria to represent the propagation of waves in space. In the first article, we explained that one or the other criterion could be used, but not both at the same time. In other words, when the Fresnel-Kirchoff integral is used, one criterion is implicitly selected to simulate the diffraction of an object. This criterion must be maintained in the rest of the calculations. Taking into account these changes, the integral at the output of the plane is now:

$$U(Q) = \frac{K' \exp(i\varphi_{Su})}{B} \left\{ 1 + C(\alpha) - C(\beta) + i[1 + S(\alpha) - S(\beta)] + \right. \\ \left. B \left[\int_{-b}^{-a} \exp(i\varphi_{cl}(x')) \exp \left[ik \frac{(x-x')^2}{2z'} \right] dx' + \int_{-a}^a \exp\{i[\varphi_{cl}(x') + \right. \right. \quad (2.2) \\ \left. \left. + \varphi_{co}(x')\} \right] \exp \left[ik \frac{(x-x')^2}{2z'} \right] dx' + \int_a^b \exp(i\varphi_{cl}(x')) \exp \left[ik \frac{(x-x')^2}{2z'} \right] dx' \right] \right\},$$

where C and S are known as the Fresnel's integrals,

$$\alpha = B(x - a), \quad (2.3)$$

and

$$\beta = B(x + a), \quad (2.4)$$

B depends on the wavelength and the distance between the input plane and the output plane.

$$B = \sqrt{2}/\sqrt{\lambda z}, \quad (2.5)$$

and $K'(z)$ is:

$$K' = K \exp(ikz) / \sqrt{\lambda z}, \quad (2.6)$$

For validating the model presented here, the diffraction pattern of an optical fiber having inner radii $a = 25,5 \mu\text{m}$, $b = 62,5 \mu\text{m}$ and refractive indices of the cladding and core $n_{Cl} = 1.458$ and $n_{Co} = 1,475$, respectively, are considered. The results obtained using the Fresnel-Kirchhoff equation with the Fresnel approximation are compared with those obtained rigorously solving Maxwell's equations [20-22]. The wavelength of the incident light was assumed to be $\lambda = 633 \text{ nm}$ in all cases.

In figure 3, the intensity of the diffraction pattern created by the optical fiber is represented as a function of axial distance. In this case, the equation used by A. Sabatyan and M. T. Tavassoly (expressing the phase introduced by the fiber with negative exponentials) was used for the Fresnel pattern simulations. The results are compared with those obtained by the rigorous solution of Maxwell's equations. The discrepancies between the two methods are obvious, and the two patterns appear to be shifted by a phase difference of π .

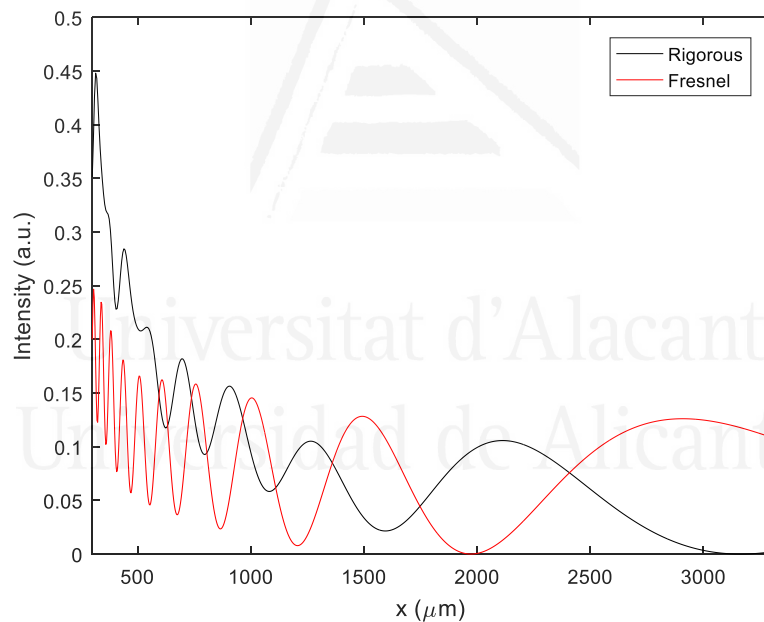


Figure 3: Diffraction pattern intensity as a function of axial distance z for an optical fibre with internal radii $a = 25.5 \mu\text{m}$, $b = 62.5 \mu\text{m}$ and refractive indices $n_{Cl} = 1.458$,

Figure 4 plots the intensity of the diffraction pattern created by the optical fiber as a function of axial distance. In this case, equation (2) from this paper was used for the Fresnel pattern simulations. It can be seen that the general behaviour of both patterns is similar, with increasing agreement as the axial distance increases.

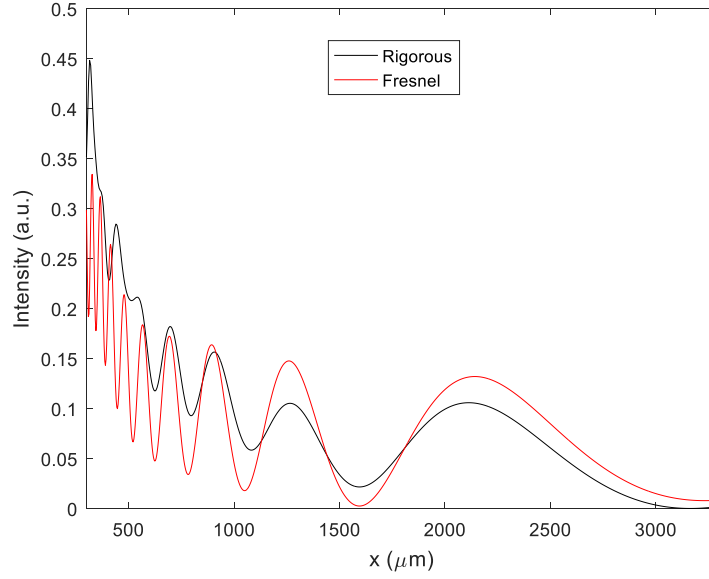


Figure 4: : Diffraction pattern intensity as a function of axial distance z for an optical fibre with internal radii $a = 25.5 \mu\text{m}$, $b = 62.5 \mu\text{m}$ and refractive indices $n_{cl} = 1.458$, $n_{co} = 1.475$. The simulation performed using the Fresnel-Kirchhoff equation was obtained by assuming positive exponentials to account for the phase introduced by the optical fiber.

After discussing and finding a suitable expression for obtaining the diffraction pattern of a volume and phase object in article 1, we applied these results to different objects in article 2. First, the Fresnel method was validated by comparing the results with a rigorous solution obtained by us with the Helmholtz equation for a homogeneous cylinder. The equations describing the accumulated phase for the cylinder are:

$$\varphi_a = 2ka, \quad |x'| > a, \quad (2.7)$$

$$\varphi_c = 2k(n_c - n_s)\sqrt{a^2 - x'^2}, |x'| < a, \quad (2.8)$$

where n_c is the refractive index of the cylinder, and a is the radius of a circle representing the cross-section of the cylinder. φ_a takes into account the phase accumulated in the air, and φ_c is the phase accumulated by the cylinder. Now, assuming that a wave of unit amplitude is incident on the cylinder, $U(x')$ can be evaluated as $U(x') = \exp(ik\varphi)$, where it takes into account at each point x' the different contributions of φ_a and φ_c . The expression for the amplitude of the wavefield at a point $P(x, y)$ in the output plane (Figure 2) is finally:

$$U(P) = \frac{K'(z)\exp(i\varphi_a)}{B} \left\{ \text{FI}(\alpha, \beta) + B \int_{-a}^a \exp(i\varphi_c(x')) \exp \left[ik \frac{(x-x')^2}{2z'} \right] dx' \right\}, \quad (2.9)$$

where $\text{FI}(\alpha, \beta)$ depends on the Fresnel's integrals of α and β as:

$$\text{FI}(\alpha, \beta) = 1 + C(\alpha) - C(\beta) + i[1 + S(\alpha) - S(\beta)], \quad (2.10)$$

2.3.2.2. Analytical method for solving Maxwell's equations

The proposed method based on the Fresnel-Kirchoff is compared to another reliable method that has previously proven its validity for validation. In this case, it was decided to solve Maxwell's equations rigorously using analytical methods for the particular problem of scattering from an infinite circular dielectric cylinder. These solutions are obtained without any approximation and will serve to check the validity of the Fresnel approximation. It is essential to say that such solutions exist in the literature [20-22]. Still, in this Thesis, we have chosen another route to obtain the analytical expressions for the scattering coefficients. We believe this derivation is interesting in its own and it can be useful for the scientific community. Although the scattering coefficients are different in this Thesis from those obtained in other derivations, the final scattering and internal electric fields are the same.

In this derivation, the starting point is the Helmholtz scalar wave equation:

$$\nabla^2\psi + k^2\psi = 0, \quad (2.11)$$

Once the scalar solutions of the last equation have been obtained, vector solutions of Maxwell's equations can be found in terms of the scalar solutions by constructing so-called vector harmonics:

$$\vec{M} = \vec{\nabla} \times (\vec{e}\psi), \quad (2.12)$$

$$\vec{N} = \frac{\vec{\nabla} \times \vec{M}}{k} \quad (2.13)$$

Here \vec{e} is an arbitrary vector. In our derivation, we chose as an arbitrary vector the unit vector \vec{e}_ρ , while in other works, the unit vector was chosen as \vec{e}_z [21,22]. The axis of the cylinder under study was chosen in the direction of the z -axis.

From this specific configuration we are dealing with, it is clear that a suitable choice of coordinates is the cylindrical coordinates (ρ, φ, z) . In these coordinates, the Helmholtz equation takes the form:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 \psi = 0, \quad (2.14)$$

The separable solutions of this equation can be found in the form:

$$\psi_\nu(\rho, \varphi, z) = Z_\nu(k\rho)e^{i\nu\varphi}e^{ihz}, \quad (2.15)$$

$\nu = 0, 1, 2, \dots$ and h is given by the shape of the incident wave. In this work, we will assume that the incident electric field is parallel to the cylinder axis (in the z -direction), so we can consider that $h=0$. On the other hand, $Z_\nu(k\rho)$ satisfies the following Bessel equation [23]:

$$\rho^2 \frac{d^2}{d\rho^2} Z_\nu(k\rho) + \rho \frac{d}{d\rho} Z_\nu(k\rho) + (k^2\rho^2 - \nu^2)Z_\nu(k\rho) = 0, \quad (2.16)$$

We will consider three expansions for the incident, scattered and in-cylinder electric field. The appropriate Bessel functions will be chosen accordingly for each case. Since the electric field must be finite at the origin, the first-species Bessel functions, $J_\nu(k\rho)$, will be chosen in the cases of the incident field and the internal field. In the case of the scattered field, the Hankel functions, $H_\nu(k\rho)$, will be chosen as generating function since their asymptotic behaviour is that of a wave decaying at large distances. The electric field expansion is a function of the harmonic vector fields:

$$\vec{E}_j = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} A_\nu^{(j)} \vec{M}_\nu^{(j)} + B_\nu^{(j)} \vec{N}_\nu^{(j)}, \quad (2.17)$$

In this work, we will assume that the light is polarised in the z -axis direction. For this particular case, it is easy to see that the incident electric field depends only on the harmonics \vec{M}_ν and the magnetic field on the harmonics \vec{N}_ν . So, the expansion of the electric field for incident light is:

$$\vec{E}_i = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} A_\nu^{(i)} \vec{M}_\nu^{(i)}, \quad (2.18)$$

On the other hand, assuming an incident plane wave of unit amplitude, the incident electric field can also be defined as:

$$\vec{E}_i = e^{-ik\rho\cos\varphi} \vec{e}_z, \quad (2.19)$$

Now making use of the expansion of the exponential function in terms of Bessel functions:

$$e^{-ik\rho\cos\varphi} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} (-i)^\nu J_\nu(k\rho) e^{i\nu\varphi}, \quad (2.20)$$

So, comparing equation (2.20) and (2.18) the expansion coefficients for E_i and H_i can be calculated as:

$$A_v^{(i)} = \frac{\rho(-i)^{v-1}}{v}, \quad (2.21)$$

Imposing the boundary conditions on the cylinder surface yields the expansion coefficients

$$A_v^{(s)} = -\frac{\rho(-i)^{v-1}}{v} \frac{J_v(nx)[J_v(x)(n-1) - nxJ'_v(x)] + J_v(x)nxJ'_v(nx)}{J_v(nx)[H_v(x)(n-1) - nxH'_v(x)] + H_v(x)nxJ'_v(nx)} \quad (2.22)$$

where $x = ka$ and n is the refractive index of the cylinder

Using equation (2.22), the scattered field of an infinite dielectric cylinder can be obtained when a plane wave impinges perpendicularly to the cylinder axis. Finally, with the help of equation (2.17), the total electric field can be calculated at any point in space outside the cylinder.

2.3.2.3. Comparison of the Fresnel method with the rigorous solution of Maxwell's equations

This section aims to validate the more general Fresnel method for volume objects described in section 1.3.2.1, which can be applied to many situations by comparison with the rigorous solution for the dielectric cylinder obtained in section 1.3.2.2. The parameters of the formalism in section 1.3.2.2 must be properly addressed for a correct comparison. We present in figure 5 the geometrical scheme considered. In this case, we want to obtain the intensity pattern created by a cylinder when light is incident on it perpendicular to its axis on a screen placed at a distance of z_p from the cylinder. For the case of the rigorous solution, the intensity is obtained as:

$$I = E_T E_T^*, \quad (2.23)$$

where E_T is the modulus of the total electric field, which is obtained as the sum of the terms of equation (2.17). In contrast, the intensity for the Fresnel formalism is obtained from equation (2.2) and multiplying the amplitude by its complex conjugate.

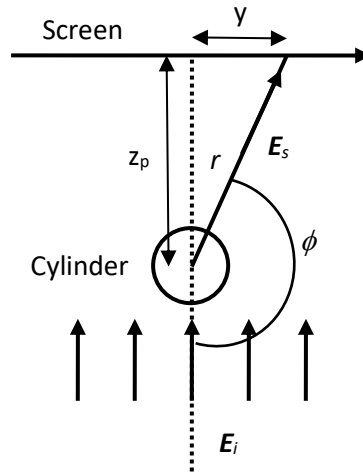


Figure 5: Geometrical scheme for the rigorous method

Figures 6 and 7 show the comparison of the two theories for a cylinder with a circular cross-section. The intensity pattern was calculated on a screen placed at an axial distance that varies in the simulations. A 633 nm wavelength for the incident light is assumed, while the radius of the cylinder is considered to be 30 μm in the case of figure 6 and 80 μm in the case of figure 7. It can be seen that the behaviour of both curves, the one obtained using the Fresnel approximation and the other using the Rigorous solution, behaves in the same way as a function of the axial distance. Both models give the same results, but it is clear that the larger the distance to the screen, the better the agreement between the two models. This is due to the fact that the Fresnel approximation works better for lower values of the Fresnel Number (NF) [19] which is defined as:

$$NF = \frac{a^2}{\lambda z} \quad (2.24)$$

where a is the dimension parameter of the object under study (the radius of the cylinder in this case), and z is the distance to the screen. Increasing values of z give lower values of NF and, therefore, better performance for the Fresnel approximation.

It is worth mentioning that figures 6 and 7 show results for distances quite conservative compared to those usually handled in a real measurement. Actually, typical measurement distances from the object to the camera (CCD) are larger than 6 mm, the maximum length considered in the simulations, even though the degree of disagreement is quite low for both methods. Figures 8 and 9 show the diffraction pattern observed on the screen at 50 mm from the cylinder for a radius of 30 m and 80 m, respectively. The agreement of both theories is clear in this case, thus validating the proposed method for the simulation of bulk dielectric bodies.

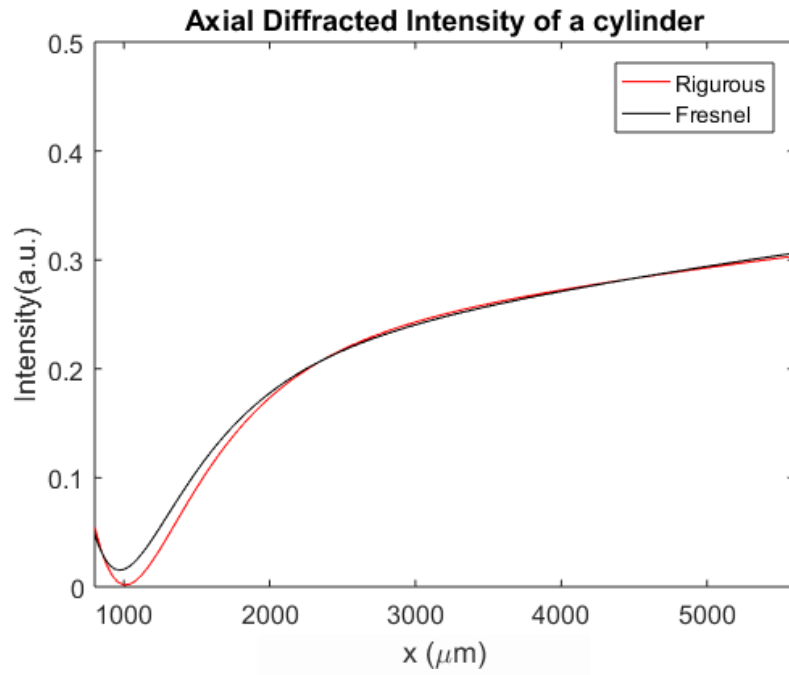


Figure 6: Diffraction pattern intensity as a function of axial distance for a dielectric cylinder with internal radius $a = 30 \text{ m}$ and refractive index $n = 1.85$.

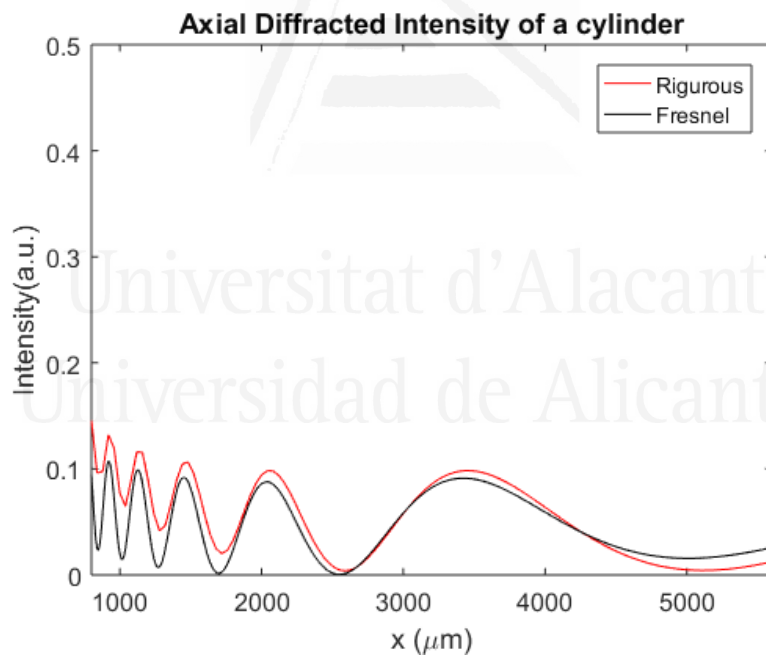


Figure 7: Diffraction pattern intensity as a function of axial distance for a dielectric cylinder with internal radius $a = 80 \text{ m}$ and refractive index $n = 1.85$.

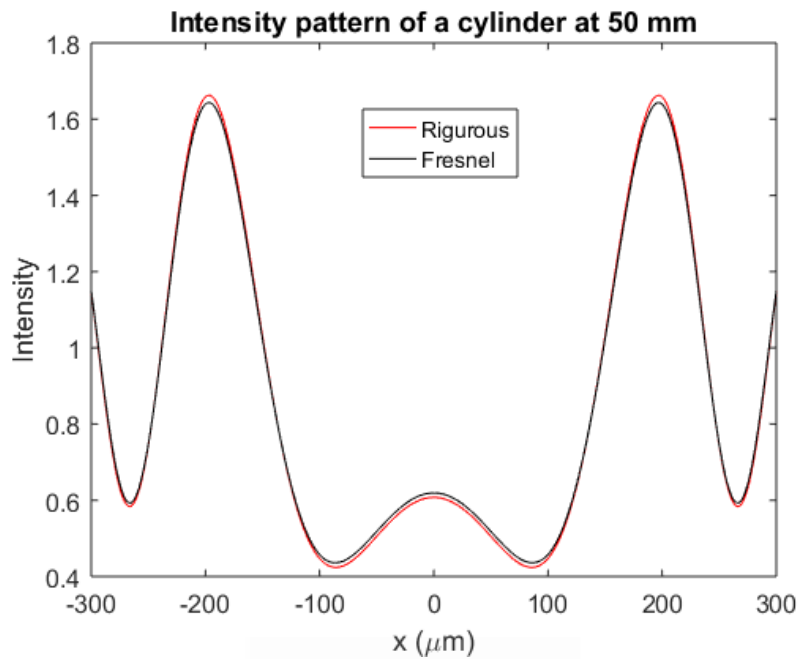


Figure 8: Diffraction pattern intensity as a function of distance from the centre of the diffraction pattern for a dielectric cylinder with inner radius $a = 30 \mu\text{m}$ and refractive index $n = 1.85$. The intensities were calculated assuming that the diffraction pattern is measured at an axial distance $z = 50 \text{ mm}$ from the fiber.

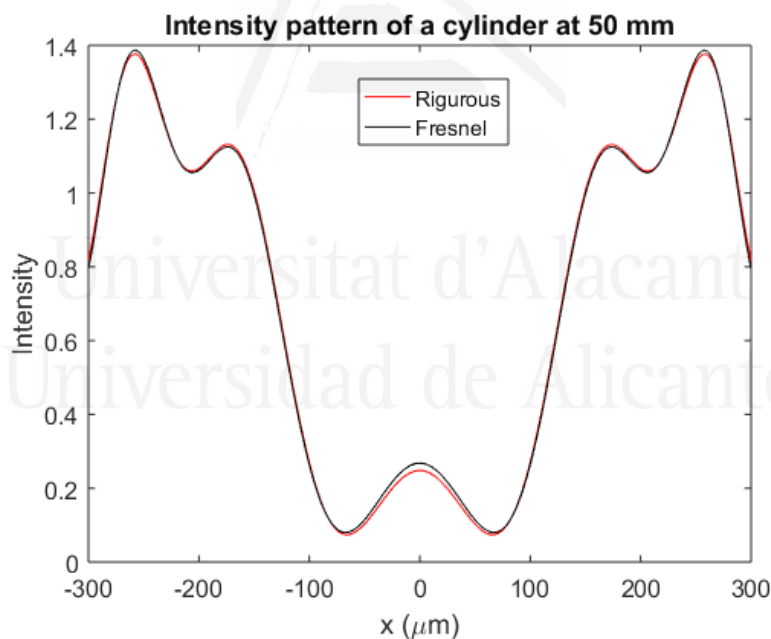


Figure 9: Diffraction pattern intensity as a function of distance from the centre of the diffraction pattern for a dielectric cylinder with inner radius $a = 80 \mu\text{m}$ and refractive index $n = 1.85$. The intensities were calculated assuming that the diffraction pattern is measured at an axial distance $z = 500 \text{ mm}$ from the fibre.

2.3.2.4. Experimental validation of the Fresnel Method

Although the Fresnel method described above has been validated in section 2.3.2.3, it is interesting to note its ability to extract information from a given volumetric dielectric

object. Therefore, in this section, to use the expressions of section 2.3.2.1. a small cylindrical object will be studied, which in this case was a human hair (which can be considered almost cylindrical).

The figure shows the experimental setup used to obtain the diffraction pattern of a hair. First, the light from a He-Ne laser (633 nm) is collimated using a lens system; the sample (hair) is placed between the laser and a CCD connected to a personal computer is used to process the data. Figure 33 shows the diffraction pattern obtained from the hair using this configuration.

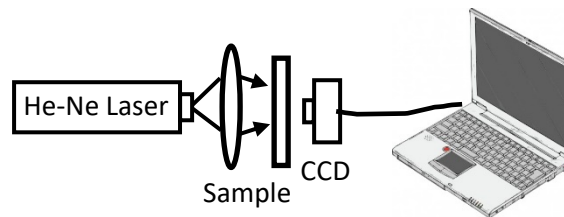


Figure 10: Experimental setup



Figure 11: Diffraction pattern on the CCD of a human hair

Finally, figure 12 shows the normalised intensity obtained by dividing the intensity captured by the CCD by its maximum values as a function of the distance to the center of the screen. The fit of the theoretical curve obtained by section 2.3.1.1 to the experimental data gives a refractive index of 1.55 and an internal radius of $21.35 \mu\text{m}$. The figure also shows the agreement between the experimental data and the proposed method.

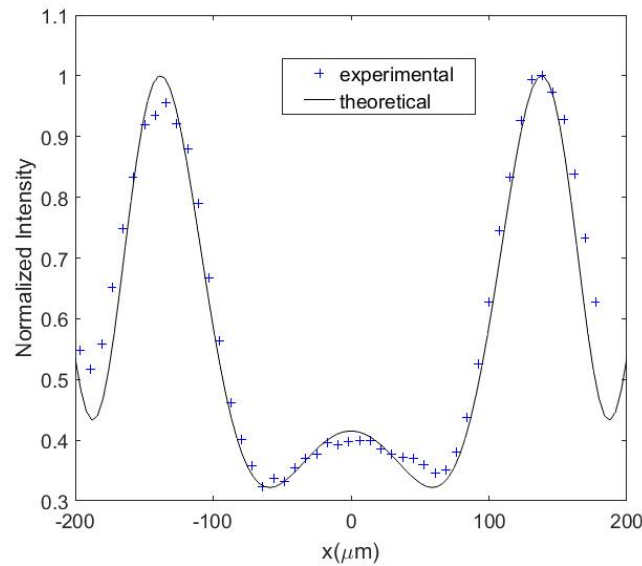


Figure 12: Datos experimentales y ajuste teórico de la intensidad registrada en una cámara CCD a partir de la difracción de un cabello con índice de refracción de 1,55 y radio 21,35 μm .

2.3.3. MANUFACTURE OF HOLOGRAPHIC WAVEGUIDES IN PHOTOPOLYMERS.

The two articles of the Thesis: "Analysis of the Imaging Characteristics of Holographic Waveguides Recorded in Photopolymers" and "Tunable Waveguides Couplers Based on HPDLC for See-Through Applications" aim at the theoretical study and subsequent recording of holographic waveguides. One method to fabricate a holographic waveguide consists of recording two holograms on a glass substrate; the first hologram acts as an input coupler element, and the second hologram acts as an output coupler element. The light is guided through the glass substrate by total internal reflection. In general, incoming and outgoing coupling holograms were recorded as reflection gratings [24-26], but in recent work, this technology has been extended to work also with transmission holograms [27-28]. A suitable medium for hologram recording is a dry photopolymer material. This material is a holographic recording medium with essential characteristics such as low price, self-processing capability and high versatility.

The holographic photopolymer material must be appropriately designed and optimised for this particular application with two crucial requirements. First, the material must be able to create sufficient index modulation for spatial frequencies above 1600 lines/mm [27]. Secondly, shrinkage after the recording process must be controlled. This is because, for this particular application, inclined grids are recorded, and thickness changes alter the geometry of the grids and, thus, the reconstruction conditions [29].

Another essential consideration in holographic waveguide recording is the possible recording of noise reflection gratings. In general, noise networks in other devices extract a small amount of energy from the diffracted order without any other spurious effects [30-31]. However, in this particular device, as it will be shown, noise reflection networks could create an unwanted secondary image. Furthermore, since the reconstruction is performed at a different wavelength than the recording wavelength, the reflection noise networks may or may not be "visible" during the reconstruction.

As a result of the comparison made in other work [27-28] between different polymer compositions, we used an HPDLC photopolymer as a recording medium for transmission diffraction gratings. As a result, tilted transmission holographic gratings with spatial frequencies of 1690 lines/mm were recorded and analysed to test the capacity of this material for this specific application.

2.3.3.1. Theoretical Design of the Waveguide

In this section, we will explain a transmitting holographic waveguide's design and reconstruction parameters. We will use the configuration shown in Figure 13. The first hologram in front of the lens couples the light to the waveguide in a fully reflected condition, while the second hologram couples the beam outside the waveguide.

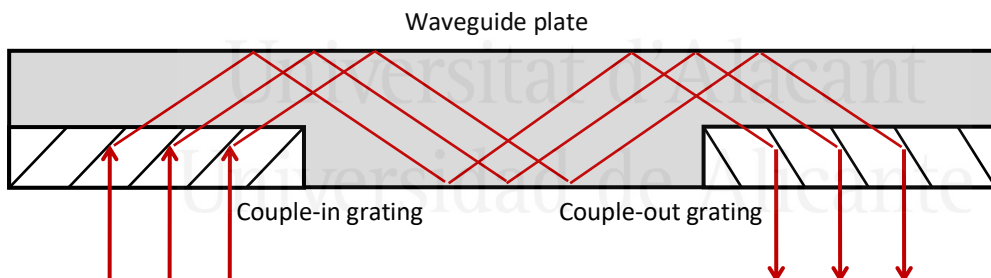


Figure 13: Holographic waveguide by two transmitting holograms

The angular condition of total internal reflection is $\theta_{gp} = 42.15^\circ$ for the case of the photopolymer with a refractive index of $n_{gp} = 1.49$, and $\theta_{cg} = 41.47^\circ$ for the glass substrate, assuming a refractive index of $n_g = 1.51$. Assuming normal incidence, it is possible to design the needed parameters to achieve light redirection in the manner prescribed in Figure 13. Figure 14 shows the configuration of the coupling network, where it can be seen that the network vector \vec{K} redirects the incident light to the diffracted beam, verifying the condition of total internal reflection, i.e. this beam forms an angle of 42.15° with the y-axis within the network.

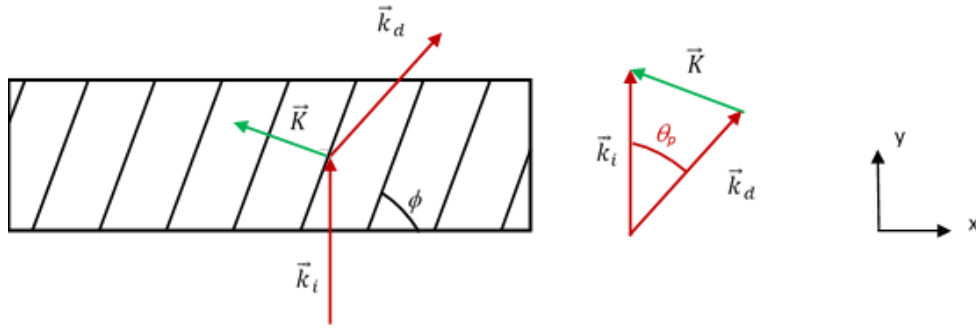


Figure 14: Input coupling diffraction grating

The grating vector can be calculated as

$$\vec{K} = \vec{k}_i - \vec{k}_d \quad (2.25)$$

Where \vec{k}_i is the propagation vector of the incident beam (in this case, perpendicular to the network-air interface) and \vec{k}_d is the propagation vector of the diffracted beam. Their moduli can be calculated as follows:

$$\beta_c = |\vec{k}_i| = |\vec{k}_d| = \frac{2\pi}{\lambda_c} n_p, \quad (2.26)$$

where β_c and λ_c are the moduli of the propagation vectors and the wavelength at the reconstruction stage.

Two design parameters are necessary for proper waveguide design:

1) The period of the fringes, or the spatial frequency of the network, which is related to the grating as follows:

$$|\vec{K}| = 2\pi f = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.27)$$

2) The angle ϕ formed by the interference fringes with the substrate can be calculated using the following relationship:

$$\phi = \frac{\pi}{2} - \left| \text{atan} \left(\frac{K_y}{K_x} \right) \right| \quad (2.28)$$

The output grating is designed similarly, but in this case, the vector \vec{K} is the reflection image of the pair output grating for the y-axis in Figure 14.

Once the design parameters of the gratings have been designed to achieve total internal reflection, the diffraction gratings must be recorded. These gratings cannot be recorded using the reconstruction wavelength, as the object beam angle would have to be $\pi/2$ in the air in that case. Therefore, the net must be fabricated with a shorter wavelength. Figure 15 illustrates the reconstruction and registration configuration. The propagation vectors (\vec{k}_r , for the reference wave, and \vec{k}_o , for the object wave) in the registration process used to obtain the same vector \vec{K} as in the reconstruction stage, but with different wavelengths, are different from those in the registration stage. The modulus of these vectors, β_r , is obtained as:

$$\phi = \frac{\pi}{2} - \left| \text{atan} \left(\frac{K_y}{K_x} \right) \right|, \quad (2.29)$$

where λ_r is the registering wavelength and n_p is the refractive index of the photopolymer.

In this work, the gratings were recorded with green light, $\lambda_{gr} = 532$ nm and reconstructed with red light $\lambda_{rc} = 633$ nm. For the recording, the angles of the reference and object propagation vectors with respect to the normal were in air, $\theta_r = 5.2^\circ$ y $\theta_o = 68.5^\circ$; and in the photopolymer, $\theta_r = 3,42^\circ$ y $\theta_o = 38^\circ$.

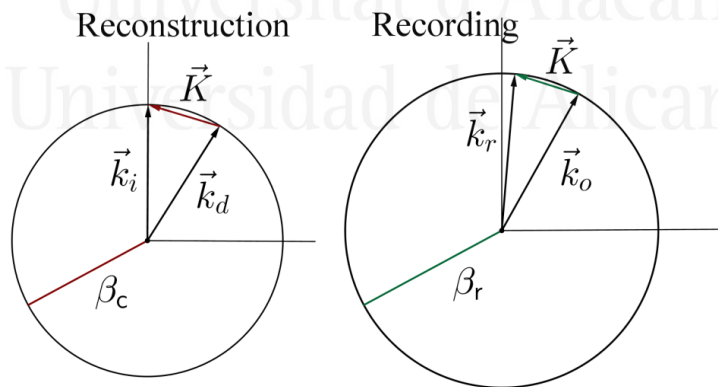


Figure 15: Registration geometry and reconstruction

2.3.3.2. Photopolymer composition and experimental set-up

Based on the photopolymer optimisation developed in previous work [28] and material behaviour studies for this hologram recording architecture, we decided to use an HPDLC photopolymer. The monomer used was dipentaerythritol penta-/hexaacrylate (DPHPA), with a refractive index $n = 1.490$. We used Merck's BL036 nematic liquid crystal. It is a

mixture of 4-cyanobiphenyls with alkyl chains of different lengths. It has an ordinary refractive index $n_o = 1.5270$ and a difference between the extraordinary and ordinary index $\Delta n_e = 0.2670$ [32]. The liquid crystal concentration was set at 28 wt% as a starting point for component optimisation and remained virtually unchanged during this process. N-vinyl-2-pyrrolidone (NVP) was used as a crosslinker, N-phenylglycine (NPG) as a radical generator, octanoic acid (OA) as co-solvent and ethyl eosin (YEt) as a dye. The prepolymer solution was prepared by mixing the components under red light to which the material is not sensitive using the amounts presented in Table 1. The solution was sonicated in an ultrasonic bath, deposited between 2 mm thick glass plates, and separated using glass microspheres as spacers. Whitehouse Scientific provided the microspheres with a thickness between 20 and 30 μm . We took 30 μL of solution for each hologram coupler fabrication. The solution is deposited on the glass substrate (20 cm x 4 cm) right at the corners and distributed by placing the other substrate on top of the solution and applying pressure with tweezers.

Table 1: Composition of the liquid solution for photopolymer holographic polymer dispersed liquid (HPDLC).

DHPA (g)	BL036 (mL)	YEt(g)	NPG (g)	NVP (mL)	OA (mL)
1	0.590	0.001	0.03	0.330	0.090

The experimental setup is a typical transmission holographic configuration. An Nd:YAG laser tuned to a wavelength of 532 nm was used to record the diffraction gratings by continuous laser exposure. The laser beam was split into two secondary beams with an intensity ratio of 3:1, due to the low cross-section of one of the beams. The normal cross-section of the beams was increased to 3 cm² using a spatial filter and a collimating lens while ensuring spatial filtering. The working intensity at 532 nm was 3 mW/cm². Non-tilted diffraction gratings were recorded at two different spatial frequencies. The transmission efficiency was measured, and the diffracted beam was trapped inside the waveguide using red light ($\lambda = 633$ nm), which the dyes do not absorb. After recording, the sample was rotated to record the angular response around the first Bragg condition. A photograph of the waveguide after recording is shown in figure 16.

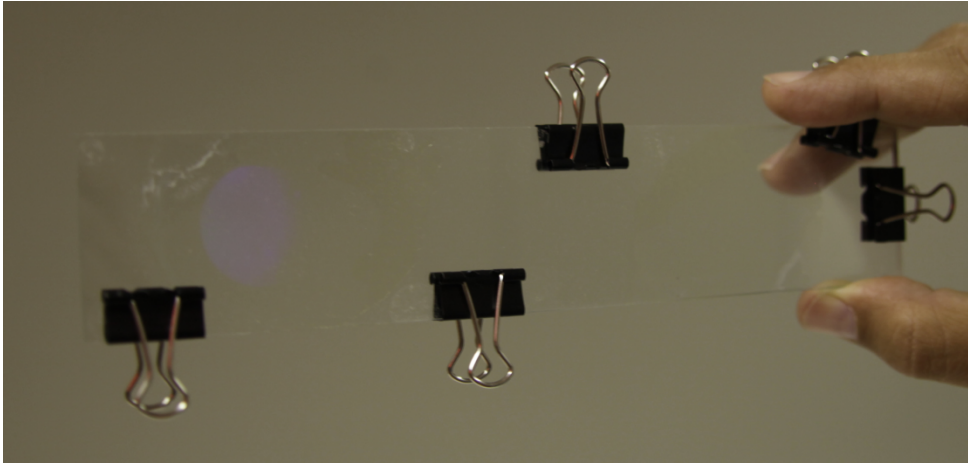


Figure 16: Photograph of the registered waveguide

2.3.3.3. Analysis of the characteristics of waveguides recorded in photopolymers

First, we will analyse two transmission gratings recorded using the Geometry of Figure 15. The angular response of the transmission performance was measured as a function of the angle for untilted transmission diffraction gratings recorded in DPHPA photopolymer. Figure 17 plots the experimental data and the theoretical fits obtained using rigorous coupled wave theory for a transmission grating. In this case, the lattice had a spatial frequency of 1690 lines/mm, and the angle of inclination of the fringes with respect to the x-axis is 68.9°. After fitting, the values obtained using the theoretical model were a refractive index modulation of $\Delta n = 0.0107$ and a thickness of $d = 20$ m. In Figure 17, a high diffraction efficiency of 90% can be achieved in the transmission gratings recorded in a DPHPA photopolymer.

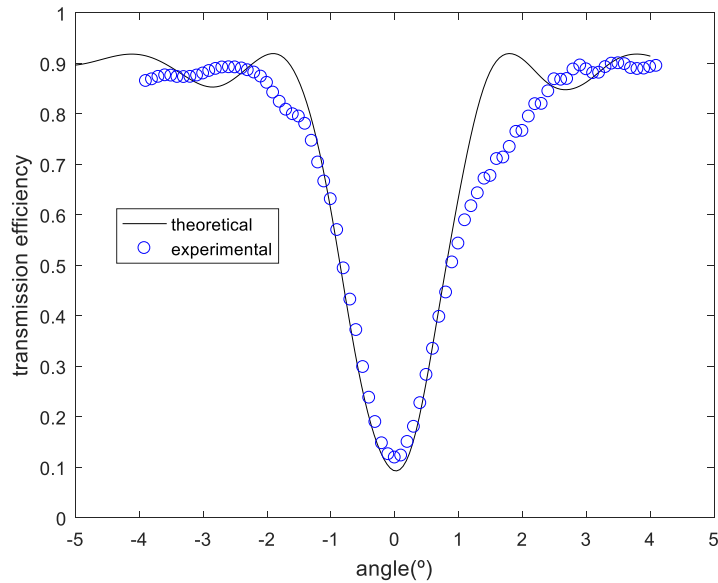


Figure 17: Rendimiento en transmisión en función del ángulo para una red no inclinada con una frecuencia espacial 1690 líneas/mm

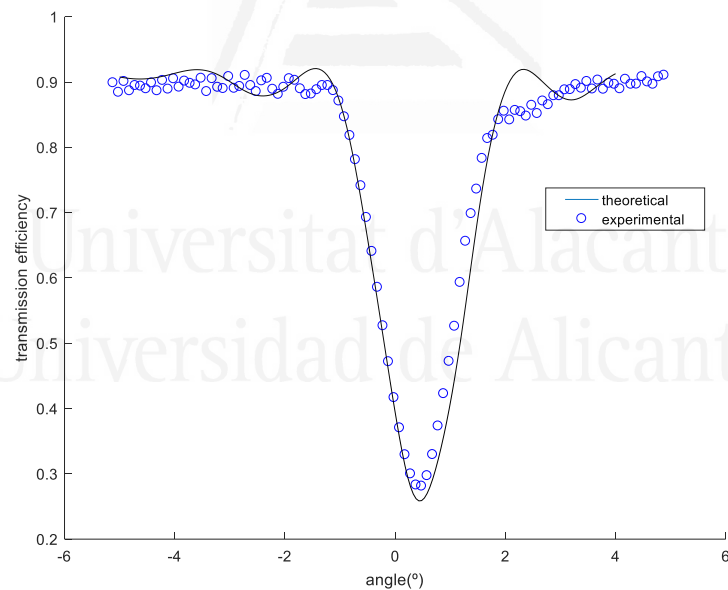


Figure 18: Rendimiento en transmisión en función del ángulo para una red no inclinada con una frecuencia espacial 1700 líneas/mm.

The effects of contraction can be seen in Figure 18, where there is a small deviation from the Bragg condition. The variation of period and tilt angle after shrinkage alters the lattice vector and, thus, the angular Bragg condition. In this case, a shrinkage factor of $d'/d = 0.98$ was calculated. The net after shrinkage has 1700 lines/mm and a fringe tilt angle of 68.5° . The adjusted parameters obtained in this case were a modulation of the refractive index of $n = 0.0086$ and a thickness of $d = 20 \text{ m}$.



Figure 19: Guía de ondas registrada bajo iluminación

Finally, the device was tested as an imaging system, whereby the input network was illuminated using a test image, and the final image was observed behind the output hologram. Figure 20 shows the test image and also the obtained image. The grainy structure of the image is basically due to speckle. On the other hand, it can be seen that to the left of the original, another "3" is formed with less intensity. This is due to the presence of a noise network that is formed by the interference of the object beam with its reflected image. This noise network has a spatial frequency of 4370 lines/mm and a tilt angle of 0° . The limiting shrinkage factor (d'/d) for this network to disappear is 0.93, but it has been observed in the previous discussion that if there is shrinkage, it is very low, so this network is present in the reconstruction stage. Furthermore, due to this reflection lattice, some of the rays coming from the glass substrate are reflected instead of being coupled by the output lattice and are extracted by the output lattice at another position, creating a second spurious image.

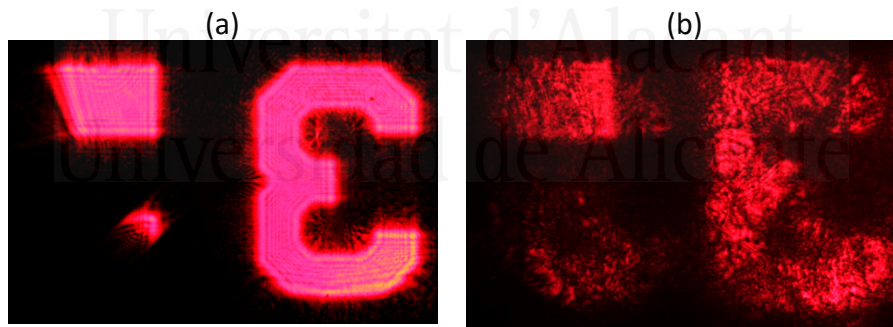


Figure 20: : (a) Test image (b) Image observed in the hologram of a partner

2.4. Introducing adjustable behaviour in waveguides

Once the waveguide was designed and fabricated as described (article: "Analysis of the Imaging Characteristics of Holographic Waveguides Recorded in Photopolymers"), in the article "Tunable Waveguides Couplers Based on HPDLC for See-Through Applications", a voltage tuning effect was introduced in the waveguides. This was further explored by

varying the composition of some chemicals to optimise the response of the waveguide couplers. We consider this point critical for applications such as transparent devices. We studied the recording process, the angular response of the recorded holograms and their tunability by applying an external voltage. In particular, three different compositions obtained by varying the previously used one were studied.

Figure 21 shows the transmission performance as a function of time for the four solutions. In general, solutions 1, 2 and 3 react faster than solution 0. In all cases, there is light guided by the glass substrate.

The transmission falls around 0.2 for solutions 0, 2 and 3. However, for solutions 1 and 2, a higher amount of scattering can be detected by simply looking at the irradiation sample with the He-Ne laser. Furthermore, these two compositions solidified a few hours after the preparation of the solution, even when kept at a controlled temperature in closed bottles. For these two cases also, the repeatability of the experiments was far from solutions 0 and 3.

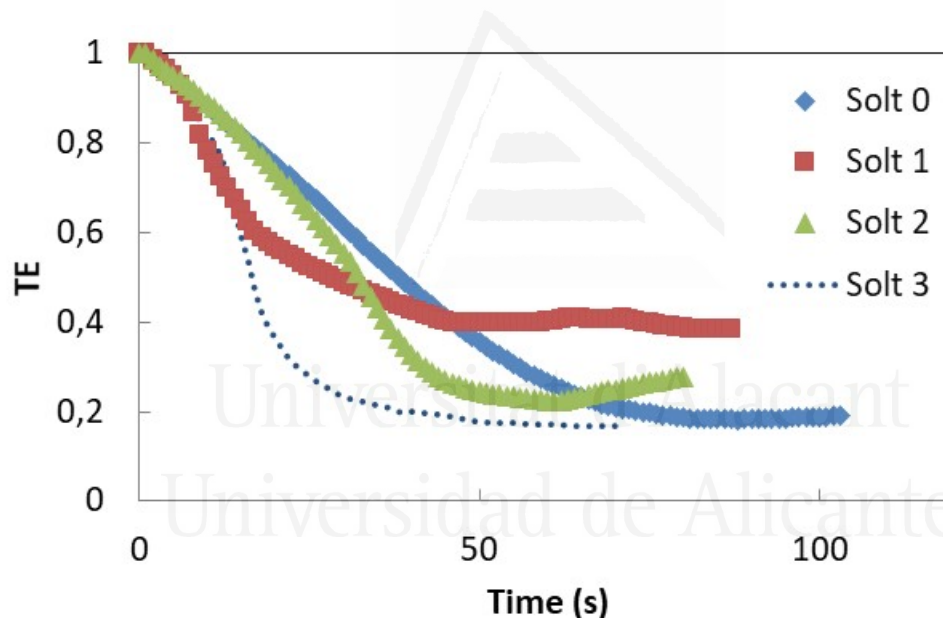


Figure 21: : Rendimiento en transmisión en función del tiempo de exposición para las distintas composiciones químicas analizadas

After observing the different waveguide couplers under an electric field, we have the results presented in Figure 22. For solution 0, we do not see any change in the TE below 200 V; for voltages above 220, all the samples start to conduct current. It is interesting to note that for many holograms recorded with solution 1 the scattering disappears after applying this electric field; however, it does not reappear once we turn off our device. For solution 2 we can see an exciting variation of the TE as a function of the applied voltage. But this change is magnified for holograms recorded with composition 3, in this case we can increase the TE from 18% to close to 80%.

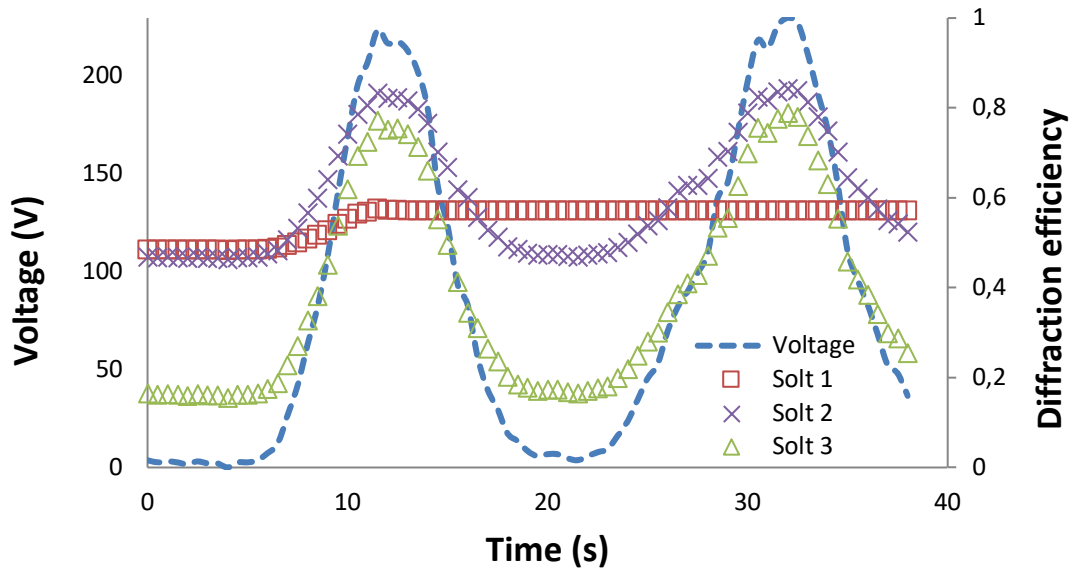


Figure 22: Transmission performance response as a function of applied voltage for different chemical compositions.



Universitat d'Alacant
 Universidad de Alicante

CHAPTER 3

3. PAPERS OF THE THESIS

3.1. Taleb, et al. (2020). *Optical Engineering*, 59(06), DOI:

[10.1117/1.oe.59.6.060401](https://doi.org/10.1117/1.oe.59.6.060401)

Taleb, S. I., Neipp, C., & Francés, J. (2020). Comment on “Application of Fresnel diffraction to nondestructive measurement of the refractive index of optical fibers.” *Optical Engineering*, 59(06), 1. <https://doi.org/10.1117/1.oe.59.6.060401>

3.2. Neipp et al. (2020). *Polymers*, 12(7), 1485. DOI:

[10.3390/polym12071485](https://doi.org/10.3390/polym12071485)

Neipp, C., Taleb, S. I., Francés, J., Fernández, R., Puerto, D., Calzado, E. M., Gallego, S., & Beléndez, A. (2020). Analysis of the Imaging Characteristics of Holographic Waveguides Recorded in Photopolymers. *Polymers*, 12(7), 1485. <https://doi.org/10.3390/polym12071485>

3.3. Taleb, et al. (2021). *Applied Sciences*, 11(9), 3800. DOI:

[10.3390/app11093800](https://doi.org/10.3390/app11093800)

Taleb, S. I., Neipp, C., Francés, J., Márquez, A., Alvarez, M. L., Hernández, A., Gallego, S., & Beléndez, A. (2021). Validation of Fresnel–Kirchhoff Integral Method for the Study of Volume Dielectric Bodies. *Applied Sciences*, 11(9), 3800. <https://doi.org/10.3390/app11093800>

3.4. Gallego et al (2021). *Polymers*, 13(11), 1858. DOI:

[10.3390/polym13111858](https://doi.org/10.3390/polym13111858)

Gallego, S., Puerto, D., Morales-Vidal, M., Ramirez, M. G., Taleb, S. I., Hernández, A., Ortuño, M., & Neipp, C. (2021). Tunable Waveguides Couplers Based on HPDLC for See-Through Applications. *Polymers*, 13(11), 1858. <https://doi.org/10.3390/polym13111858>



Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

CHAPTER 4

4. Conclusiones y desarrollos futuros

Se ha demostrado que cuando se usa la integral de Fresnel-Kirchhoff para calcular el patrón de difracción de un objeto de fase, el uso de exponenciales positivas o negativas para llevar la fase introducida por el objeto afecta los resultados finales. Por lo tanto, se debe elegir el mismo criterio que se asume implícitamente en la propia integral de Fresnel-Kirchhoff.

También se ha probado que el método óptico no destructivo basado en la integral de Fresnel-Kirchhoff es adecuado para cuerpos dieléctricos volumétricos de forma arbitraria. En particular, hemos estudiado la validez del método comparándolo con uno riguroso para el caso particular de un cilindro circular. Las ecuaciones de Maxwell se resolvieron exactamente para esta situación particular. Los resultados demuestran la buena concordancia entre ambas teorías. Finalmente, el método se prueba experimentalmente observando el patrón de difracción de un cabello humano en una cámara CCD, demostrando también una buena concordancia entre el modelo teórico y los datos experimentales. Para demostrar el potencial del método, este se aplicó para obtener las dimensiones de una grieta creada artificialmente en una pieza de plástico.

En esta Tesis también se ha diseñado y fabricado una pantalla óptica transparente basada en una guía de ondas holográfica. Se registraron dos redes de difracción de transmisión de una frecuencia espacial de 1690 líneas/mm en un polímero DHPA que actúa como redes de acoplamiento en la guía de ondas. El análisis de la respuesta angular de la transmitancia para estas redes demuestra que se puede lograr una eficiencia de hasta el 90% en el material. También se ha estudiado la influencia de las redes de ruido en las características de imagen de la guía de ondas demostrando que en este caso la presencia de una red de ruido crea una imagen espuria secundaria.

Finalmente se han estudiado y analizado tres composiciones diferentes para aplicarlas a guías de onda sintonizables. En este sentido se ha aumentado la concentración de cristal líquido junto con el monómero. Las soluciones 1 y 2 tienen un comportamiento inestable presentando altos valores de dispersión, que no son deseables para lograr una buena imagen en aplicaciones transparentes. Para lograr un fotopolímero más estable, se ha introducido NMP en la solución 3. En este caso se ha reducido la modulación del índice de refracción, y este caso se han registrado redes estables sintonizables con un rendimiento en transmisión del 18% al 80%.



Universitat d'Alacant
Universidad de Alicante

CHAPTER 5

5. CONCLUSIONS AND FUTURE WORKS

It has been shown that when using the Fresnel-Kirchhoff integral to calculate the diffraction pattern of a phased object, the use of positive or negative exponentials to carry the phase introduced by the object affects the final results. Therefore, the same criterion should be chosen as is implicitly assumed in the Fresnel-Kirchhoff integral itself.

It has also been proved that the non-destructive optical method based on the Fresnel-Kirchhoff integral is suitable for arbitrarily shaped volumetric dielectric bodies. In particular, we have studied the validity of the method by comparing it with a rigorous one for the particular case of a circular cylinder. Maxwell's equations were solved exactly for this particular situation. The results demonstrate the good agreement between the two theories. Finally, the method is tested experimentally by observing the diffraction pattern of a human hair in a CCD camera, also demonstrating good agreement between the theoretical model and the experimental data. To demonstrate the potential of the method, it was applied to obtain the dimensions of an artificially created crack in a plastic part.

In this Thesis, a transparent optical screen based on a holographic waveguide has also been designed and fabricated. Two transmission diffraction gratings with a spatial frequency of 1690 lines/mm were recorded in a DPHPA polymer acting as coupling gratings in the waveguide. Analysis of the angular response of the transmittance for these gratings shows that an efficiency of up to 90% can be achieved in the material. The influence of noise networks on the imaging characteristics of the waveguide has also been studied, showing that in this case the presence of a noise network creates a secondary spurious image.

Finally, three different compositions have been studied and analysed for application to tunable waveguides. In this sense, the liquid crystal concentration has been increased together with the monomer. Solutions 1 and 2 have an unstable behaviour presenting high dispersion values, which are not desirable to achieve a good image in transparent applications. In order to achieve a more stable photopolymer, NMP has been introduced in solution 3. In this case the refractive index modulation has been reduced, and in this case stable tunable networks with a transmission efficiency from 18% to 80% have been recorded.

BIBLIOGRAPHY

- [1] K. O. Hill, and G. Meltz, "Fiber Bragg Grating Technology: Fundamentals and Overview", *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, Nº 8, pp. 1263-1276, August 1997.
- [2] H. Kogelnik, and C. V. Shank, "Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers", *J. Appl. Phys.*, vol. 43, pp 2327-2335, 1972.
- [3] Hoda Akbari, Izabela Naydenova, and Suzanne Martin, Using acrylamide -based photopolymers for fabrication of holographic optical elements in solar energy applications, *Appl. Opt.* Vol. 53, pp. 1343-1353, 2014.
- [4] H.J. Coufal, D. Psaltis, and G.T. Sincerbox "Holographic Data Storage" in Springer Series in Optical Sciences, Eds. Springer-Verlag, 2000, pp 21-59.
- [5] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction" *Journal of the Optical Society of America* 71, 811-818 (1981).
- [6] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled -wave analysis of planar-grating diffraction E-mode polarization and losses" *Journal of the Optical Society of America* 73, 451-455 (1983).
- [7] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, pp. 2909-2947, 1969.
- [8] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Three dimensional vector coupled-wave analysis of planar grating diffraction" *Journal of the Optical Society of America* 73, 1105-1112 (1983).
- [9] T. K. Gaylord and M. G. Moharam, "Analysis and applications of optical diffraction by gratings", *Proceedings of the IEE* 73, 894-937 (1985).
-

- [10] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled -wave analysis of metallic surface-relief gratings" *Journal of the Optical Society of America A* 3, 1780-1796 (1986).
- [11] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet and T. K. Gaylord, " Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings" *Journal of the Optical Society of America A* 12, 1068-1076 (1995).
- [12] N. Kamiya, "Rigorous coupled-wave analysis for practical planar dielectric gratings: 1. Thickness-changed holograms and some characteristics of diffraction efficiency", *Applied Optics* 37, 5843-5853 (1998).
- [13] B. Salski, M. Celuch, y W. K. Gwarek. FDTD for Nanoscale and Optical Problems. *IEEE Microwave Magazine*, 11(2):50–59, 2010.
- [14] O. J. F. Martin, and N. B. Piller , "Electromagnetic scattering in polarizable backgrounds", *Phys. Rev. E*, vol. 58, pp. 3909-3915, September 1998
- [15] Draine BT. The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains. *Astrophys J* 1988;333:848–72.
- [16] Sabatyan, A.; Tavassoly, M. T. Application of Fresnel diffraction to nondestructive measurement of the refractive index of optical fibers. *Opt. Eng.* 2007, 46, 128001-1 - 128001-7.
- [17] Mukawa, H.; Akutsu, K.; Sugiura, M.; Hashimoto, S. In 4.2: Novel virtual image optics for reflective microdisplays (optics)(report on 20th idrc), 映像情報メディア学会技術報告 24.66, 2000; 一般社団法人映像情報メディア学会: p 41.
- [18] Amitai, Y. In P-27: A two-dimensional aperture expander for ultra-compact, high-performance head-worn displays, *SID Symposium Digest of Technical Papers*, 2005; Wiley Online Library: pp 360-363.
- [19] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill, New York, 1996.
- [20] M. Kerker, and E. Matijevic , "Scattering of Electromagnetic Waves from Concentric Infinite Cylinders", *J. Opt. Soc. Am.* 51, 506 – 508 (1961)
- [21] Van de Hulst, H. C. *Light scattering by small particles*. John Wiley and Sons, New York, 1957.
- [22] Bohren, C. F.; Huffman, D. R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley, New York, 1983
- [23] Arfken, G.; Weber, H. ; Harris, F. E.; *Mathematical Methods for Physicists*, Academic Press, 2012.

- [24] Guo, J.; Tu, Y.; Yang, L.; Wang, L.; Wang, B. Design of a multiplexing grating for color holographic waveguide. *Opt. Eng.* 2015, 54, 125105.
- [25] Zhang, N.; Liu, J.; Han, J.; Li, X.; Yang, F.; Wang, X.; Hu, B.; Wang, Y. Improved holographic waveguide display system. *Appl. Opt.* 2015, 54, 3645–3649.
- [26] Piao, J.A.; Li, G.; Piao, M.L.; Kim, N. Full color holographic optical element fabrication for waveguide-type head mounted display using photopolymer. *J. Opt. Soc. Korea* 2013, 17, 242–248.
- [27] Neipp, C.; Francés, J.; Martínez, F.J.; Fernández, R.; Alvarez, M.L.; Bleda, S.; Ortuño, M.; Gallego, S. Optimization of Photopolymer Materials for the Fabrication of a Holographic Waveguide. *Polymers* 2017, 9, 395.
- [28] Fernández, R.; Bleda, S.; Gallego, S.; Neipp, C.; Márquez, A.; Tomita, Y.; Pascual, I.; Beléndez, A. Holographic waveguides in photopolymers. *Opt. Express* 2019, 27, 827-840.
- [29] Fernández, R.; Gallego, S.; Navarro-Fuster, V.; Neipp, C.; Francés, J.; Fenoll, S.; Pascual, I.; Beléndez, A. Dimensional changes in slanted diffraction gratings recorded in photopolymers. *Opt. Mater. Express* 2016, 6, 3455-3468.
- [30] Fimia, A.; Belendez, A.; Carretero-Lopez, L. Noise gratings recorded with single-beam exposures in liquid holographic photopolymers. In *Proceedings of the Photonics West '96*, San Jose, CA, USA, April 1996.
- [31] Beléndez, A.; Carretero, L.; Fimia, A.; Fuentes, R.; Pascual, I. Noise Gratings Recorded in Silver Halide Volume Holograms. *Opt. & Phot. News.* 1993, 4(12), 28-28.
- [32] Ortuño, M.; Riquelme, M.; Gallego, S.; Márquez, A.; Pascual, I.; Beléndez, A. Overmodulation control in the optimization of a H-PDLC device with ethyl eosin as dye. *Int. J. Polym. Sci.* 2013, 2013, 357963
-