

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ZACATECAS



CARACTERIZACIÓN DE UN SISTEMA DE HOLOGRAFÍA DIGITAL (HD) PARA LA RECUPERACIÓN Y PROCESAMIENTO DE IMÁGENES MEDIANTE MÉTODOS ITERADOS

Carlos Alejandro Guerrero Méndez

Tesis de Maestría

presentada a la Unidad Académica de Posgrado en Ingeniería
de acuerdo a los requerimientos de la Universidad para obtener el Grado de

**MAESTRO EN CIENCIA DE LA INGENIERÍA
CON ORIENTACIÓN EN PROCESAMIENTO DE SEÑALES Y MECATRÓNICA.**

Directores de tesis:

Dra. Ma. Auxiliadora Araiza Esquivel y Dr. José Ismael de la Rosa Vargas

UNIDAD ACADÉMICA DE POSGRADO EN INGENIERÍA

Zacatecas, Zac., Febrero de 2013

APROBACIÓN DE TEMA DE TESIS DE MAESTRÍA



C. Carlos Alejandro Guerrero Méndez

PRESENTE

De acuerdo a su atento oficio de fecha Febrero de 2013, en el cual solicita se le señale el tema a desarrollar para su trabajo de Tesis del Programa de Maestría en Ciencias de la Ingeniería, le manifiesto lo siguiente.

Se aprueba su solicitud, designando como directores de tesis a los profesores Dra. Ma. Auxiliadora Araiza Esquivel y Dr. José Ismael de la Rosa Vargas, mismos que acordaron en fijar a usted el tema titulado:

CARACTERIZACIÓN DE UN SISTEMA DE HOLOGRAFÍA DIGITAL (HD) PARA LA RECUPERACIÓN Y PROCESAMIENTO DE IMÁGENES MEDIANTE MÉTODOS ITERADOS

en su oportunidad, antes de la impresión de la versión final del documento.

Atentamente

Zacatecas, Zac., Febrero de 2013

M.I.A. Carlos Héctor Castañeda Ramírez

Director de la Unidad Académica de Posgrado en Ingeniería

AUTORIZACIÓN DE IMPRESIÓN DE TESIS DE MAESTRÍA



C. Carlos Alejandro Guerrero Méndez

PRESENTE

La Dirección de la Unidad Académica de Posgrado en Ingeniería le notifica a usted que la Comisión Revisora de su documento de Tesis de Maestría, integrada por los profesores Dra. Ma. Auxiliadora Araiza Esquivel, Dr. José Ismael de la Rosa Vargas, Dr. Enrique De la Rosa Miranda, Dr. Efrén Gonzalez Ramírez y Dr. José de Jesús Villa Hernández, ha concluido la revisión del mismo y ha dado la aprobación para su respectiva presentación.

Por lo anterior, se le autoriza la impresión definitiva de su documento de Tesis de Maestría a fin de dar trámite a la sustentación de su Examen de Grado, a presentarse el Febrero de 2013.

Atentamente

Zacatecas, Zac., Febrero de 2013

M.I.A. Carlos Héctor Castañda Ramírez

Director de la Unidad Académica de Posgrado en Ingeniería

APROBACIÓN DE EXAMEN DE GRADO



Se aprueba por unanimidad el Examen de Grado de Carlos Alejandro Guerrero Méndez
presentado el Febrero de 2013 para obtener el Grado de

MAESTRO EN CIENCIA DE LA INGENIERÍA
CON ORIENTACIÓN EN PROCESAMIENTO DE SEÑALES Y MECATRÓNICA.

Jurado:

Presidente: Dra. Ma. Auxiliadora Araiza Esquivel _____

Primer vocal: Dr. José Ismael de la Rosa Vargas _____

Segundo vocal: Dr. Enrique De la Rosa Miranda _____

Tercer vocal: Dr. Efrén Gonzalez Ramírez _____

Cuarto vocal: Dr. José de Jesús Villa Hernández _____

RESUMEN

La holografía ha demostrado ser una importante herramienta para percibir nuestro entorno y cambiar la idea bidimensional en la que captamos y almacenamos información relevante para nuestra existencia. Por ejemplo; gracias a la holografía hemos cambiado la forma plana de almacenamiento de imágenes a una forma tridimensional que permite representar y guardar una gran cantidad de información.

En un inicio la holografía era considerada como una herramienta sin utilidad, pero con los avances tecnológicos que se han ido desarrollando a lo largo de los años, la holografía ha conocido nuevos alcances y utilidades, aunque en nuestra época aún no la hemos aprovechado al 100%. Con el avance de las computadoras y de la electrónica, la holografía ha tomado nueva importancia, además de ser más fácil de entender y de implementar nuevos métodos holográficos.

En el presente trabajo de tesis se exhibe una técnica avanzada en holografía digital, se hace el análisis de forma simulada, además de que se implementa y se caracteriza en laboratorio. Dicha técnica es muy sencilla de construir, entender y no requiere de un gran número de dispositivos ópticos. La técnica holográfica lleva por nombre: Holografía Digital en Línea (HDL), y tiene un gran potencial en cuanto a sus aplicaciones.

La Técnica de HDL consiste básicamente en reconstruir el frente de onda propagado por un objeto a partir de los niveles de intensidad de un campo speckle que es captado por un sensor de imagen a diferentes distancias del objeto que lo propagó. Los términos de fase y amplitud del frente de onda propagado son recuperados mediante un método iterado que se desempeñará en la etapa de reconstrucción. La reconstrucción del frente de onda se basa en la teoría escalar de difracción calculada en un ordenador.

Agradecimientos

Agradezco la valiosa colaboración a Recetoría de la Universidad Autónoma de Zacatecas, CONACYT y a Fondos Mixtos de Fomento a la Investigación Científica y Tecnológica CONACyT-Gobierno del Estado de Zacatecas (FOMIX) con título de proyecto: “Posgrado de Área de Ingeniería: Formación de Recursos Humanos de Alto Nivel en los cargos disciplinarios de la Ingeniería (Maestría y Doctorado)” y clave: **ZAC-2010-C04-149908** por sus apreciables contribuciones parciales económicas para el desarrollo de esta investigación.

Se reconoce la excelente colaboración a la Dra. Claudia Sifuentes Gallardo en la fabricación del sistema óptico implementado, a la fabricación de dispositivos ópticos a los profesores Filiberto Espinoza del Colegio Nacional de Educación Profesional Técnica (CONALEP) plantel Zacatecas y a Jaime López del Centro de Capacitación para el Trabajo Industrial (CECATI) plantel 130 Zacatecas. Agradecemos al Dr. Alfonso Lastras del Instituto de Investigación en Comunicaciones Ópticas (ICCO) por la fabricación del dispositivo porta-objetos. Apreciamos la valiosa colaboración de Sergio Mayorga, Juan Carlos Bosabe y Carlos Segura de la Fototeca del Estado de Zacatecas “Pedro Valtierra” por la elaboración de la máscara de amplitud aleatoria.

Contenido General

	Pag.
Resumen	iv
Lista de figuras	viii
1 Introducción.	1
1.1 Holografía convencional (analógica).	2
1.1.1 Etapas de registro.	3
1.1.2 Etapas de reconstrucción.	3
1.2 Antecedentes de la holografía.	3
1.2.1 Dennis Gabor y la reconstrucción del frente de onda.	4
1.2.2 Yuri Denisyuk y la fotografía de ondas.	6
1.2.3 Emmett Leith, Juris Upatnieks y la fotografía sin lentes.	8
1.2.4 Estado del arte y evolución de la HD.	10
1.3 Clasificación de la holografía.	12
1.4 Holografía Digital (HD).	13
1.4.1 Holografía analógica vs HD.	14
1.5 Justificación.	15
1.6 Hipótesis.	15
1.7 Objetivos.	16
2 Fundamentos matemáticos de la holografía.	17
2.1 Conceptos introductorios de óptica.	17
2.1.1 Conceptos de óptica física.	18
2.2 Irradiancia.	19
2.3 Interferencia.	20
2.4 Difracción.	22
2.4.1 Teoría escalar de la difracción.	23
3 Holografía digital en línea (HDL).	33
3.1 Descripción del sistema óptico.	33
3.1.1 Principales características del sistema óptico.	34
3.1.2 Etapas de grabado.	35
3.1.3 Etapas de reconstrucción.	35

4	Trabajo realizado y resultados.	37
4.1	Simulación.	37
4.1.1	Simulación de la etapa de grabado.	38
4.1.2	Simulación de la etapa de reconstrucción.	41
4.1.3	Resultados de la simulación.	45
4.2	Desarrollo experimental.	45
4.2.1	Etapa de grabado experimental.	46
4.2.2	Resultados experimentales.	49
5	Conclusiones y trabajo a futuro.	53
Apéndices		
Apéndice A:	Conceptos de óptica geométrica.	55
Apéndice B:	Código MatLab de la etapa reconstrucción.	58
Referencias		61

Lista de figuras

Figura	Pag.
1.1 Dennis Gabor [6].	4
1.2 Etapa de registro de un holograma de Gabor [8].	5
1.3 Etapa de reconstrucción de un holograma ideada por Gabor [8].	5
1.4 Primer holograma fabricado por Gabor. (a) Imagen original, (b) holograma, (c) Imagen reconstruida [1].	6
1.5 Fotografía de Yuri Denisyuk sosteniendo un holograma [10].	7
1.6 Esquema de la fotografía de ondas. Etapa de: (a) grabado, (b) reconstrucción [10].	8
1.7 Emmett Leith [6].	8
1.8 Juris Upatnieks (Derecha) y Emmett Leith (Izquierda) [10].	9
1.9 Holograma fuera de eje. Etapa de: (a) grabado, (b) reconstrucción [10].	10
1.10 Configuraciones de hologramas. Hologramas de: (a) reflexión, (b) transmisión [34].	13
2.1 Representación de una onda electromagnética.	18
2.2 Frentes de onda para una onda plana armónica.	19
2.3 Interferencia óptica constructiva.	21
2.4 Interferencia destructiva.	21
2.5 Ejemplo de un patrón de interferencia. [40]	22
2.6 Geometría del teorema de Green.	24
2.7 Difracción de Kirchhoff en una pantalla.	26

Figura	Pag.
2.8 Geometría de la aproximación de Fresnel-Kirchhoff.	27
2.9 Geometría de la aproximación de Rayleigh-Sommerfeld.	28
2.10 Dominio de las teorías de difracción.	31
2.11 Esquema de conveniencia de las aproximaciones de las teorías de difracción.	31
3.1 Etapa de grabado de la HD en línea.	35
4.1 Objeto de fase generado numéricamente. Vista: (a) 2D, (b) 3D.	39
4.2 Frente de onda propagado por el objeto de fase.	40
4.3 Ejemplo de máscara de amplitud aleatoria de 9x9 pixeles.	40
4.4 Frente de onda propagado después de la máscara de amplitud aleatoria.	41
4.5 Diagrama de flujo de la etapa de grabado.	42
4.6 Fase recuperada del objeto de la Figura 4.1 al finalizar la iteración: (a) 1, (b) 2, (c) 3, (d) 4, (e) 5.	43
4.7 Diagrama de flujo de la etapa de reconstrucción.	44
4.8 Objeto de fase (Figura 4.1) reconstruido. Vista: (a) 2D, (b) 3D.	45
4.9 Etapa de grabado del sistema HDL implementado en laboratorio.	46
4.10 Tarjeta USAF RES-1.	47
4.11 (a) Imagen de la primera muestra. (b) Imagen de la segunda muestra.	47
4.12 Muestra colocada en porta-diapositiva.	48
4.13 Franjas captadas por el CCD.	50
4.14 Fase recuperada del objeto enmarcado en la figura 4.13 de la USAF al finalizar la iteración: (a) 1, (b) 2, (c) 3, (d) 4, (e) 5.	50
4.15 Objeto de prueba de la Figura 4.13, imagen reconstruida después de 5 iteraciones, vista: (a) 2D, (b) 3D.	51
4.16 Fase recuperada del objeto de la Figura 4.11(a). Vista: (a) 2D, (b) 3D.	52

Figura	Pag.
4.17 Fase recuperada del objeto de la Figura 4.11(b). Vista: (a) 2D, (b) 3D.	52

Capítulo 1

Introducción.

Los sentidos (percepción) son las herramientas más valiosas de las cuales nos valemos para comunicarnos, percibir y de cierto modo disfrutar de los objetos y personas que nos rodean. El sentido de la visión es uno de los más valiosos, y la carencia de éste limita en gran medida a nuestro estilo de vida. Los sentidos principalmente son detectados por órganos humanos especializados que generan estímulos, para posteriormente procesarlos en nuestro cerebro y generar la información requerida. Los órganos encargados en generar lo que conocemos como el sentido de la visión son los ojos; éstos perciben la luz que es reflejada por los objetos, originando así la imagen del objetos en nuestro cerebro. La óptica es el estudio de la luz, de la manera en que es emitida, propagada y absorbida por los diferentes tipos de objetos [1].

Un ejemplo de la importancia de la óptica se aprecia en la fotografía, definida como el arte y la técnica para registrar imágenes duraderas debido a la acción de la luz en un material fotosensible. Otra definición de la fotografía la describe como el proceso de capturar imágenes y fijarlas en un medio material sensible a la luz [2]. En este documento de tesis se desarrolla una técnica avanzada de fotografía llamada holografía, en un sentido más estricto: Holografía Digital en Línea (HDL). La diferencia entre la fotografía y la holografía radica en que en la fotografía se almacenan en una placa fotosensible las intensidades de luz provenientes (reflejadas) por cada pequeño punto de la superficie que conforma al objeto, aunque, no se registra ninguna información referente a la posición en el espacio de cada pequeño punto; por lo tanto la imagen aparece como si fuera plana. En la holografía también almacenamos la intensidad

de luz (amplitud) proveniente del objeto, pero además, se registra la ubicación (fase) de cada pequeño punto de la superficie que refleja la onda de luz.

El término digital se refiere a una sucesión de números discretos utilizados para representar fenómenos electromagnéticos; ésta representación generalmente es utilizada por circuitos electrónicos digitales (sistemas digitales u ordenadores). Los sistemas digitales proveen ciertas ventajas, como son: la generación, la transmisión y el procesamiento o almacenamiento de valores de naturaleza digital [3].

La Holografía Digital (HD) es una rama de la holografía que se encuentra en gran crecimiento gracias a sus enormes ventajas y nuevas posibilidades en generar imágenes tridimensionales de objetos bajo estudio. En dicha técnica se reemplazan los materiales químicos que se encuentran en los elementos fotosensibles por un sensor de imagen o cámara CCD (Charge-Coupled Device); lo que abre todo un mundo de posibilidades para la técnica holográfica. El CCD convierte los niveles de intensidades de luz en una señal digital, que será transferida a un dispositivo electrónico o computador como un arreglo de números. Todos los fenómenos ópticos que envuelven a la holografía pueden ser descritos y modelados matemáticamente empleando un arreglo de números complejos; que representan la amplitud y la fase de un campo óptico. La HD tiene la ventaja de que al usar un ordenador se pueden manejar y procesar grandes grupos de números complejos con versatilidad, habilidad y velocidad [4].

En éste capítulo se brinda una rápida introducción de la historia de la holografía convencional y la digital. Se hablará de los antecedentes de la técnica holográfica, los principales tipos de hologramas, Además, se dará una pequeña reseña de lo que es la holografía y se presentará la justificación y objetivos de ésta tesis.

1.1 Holografía convencional (analógica).

El concepto holográfico fue introducido por el científico Dennis Gabor en 1947 [5]; sus descubrimientos accidentales tratando de resolver problemas en la microscopía óptica le originaron ser el creador de este término. Gabor definió a la holografía como un método fotográfico avanzado que carece de lentes para grabar y reproducir imágenes tridimensionales [5, 6].

En general la técnica de holografía se compone por dos etapas, y en cada una de ellas encontraremos diferentes fenómenos ópticos. Aunque existen una gran variedad de configuraciones para fabricar o generar hologramas, todas se fundamentan en estas dos etapas elementales, tales etapas son: **etapa de registro** y **etapa de reconstrucción** [7].

1.1.1 Etapa de registro.

En la etapa de registro tenemos principalmente un haz luminoso proveniente de una fuente de luz, un objeto y un material o dispositivo fotosensible. Sabemos que un haz de luz al chocar contra un objeto éste refleja la luz que llega al mismo. El frente de onda de luz reflejado por el objeto contiene las características morfológicas de éste en su perfil de onda, a tal haz se le llamará “haz objeto”. En las diferentes configuraciones para generar hologramas, el haz objeto es grabado en un material fotosensible o dispositivo electrónico que almacena el frente de onda propagado o reflejado por un objeto. Al patrón de intensidades de la luz registrada en el material fotosensible (una vez revelado) o dispositivo electrónico se le llama holograma ó código holográfico [7].

1.1.2 Etapa de reconstrucción.

Para visualizar la información que está almacenada y de cierto modo codificada en el holograma se requiere de la segunda etapa: la etapa de reconstrucción. En ésta etapa lograremos reconstruir el frente de onda que contiene las características morfológica del objeto grabado en el holograma, de alguna manera logramos decodificar la información almacenada por medio de una fuente luminosa de las mismas características a la luz usada en la etapa de grabado. Al incidir ésta luz en el holograma logramos visualizar la imagen del objeto registrado en el material o dispositivo fotosensible [7].

1.2 Antecedentes de la holografía.

La técnica ideada por Dennis Gabor habría quedado en el olvido y sin aplicación sino es por las innovaciones de otros tres investigadores, quienes con sus hallazgos y sin conocer la técnica

de Gabor resurgen la holografía. En cierto modo fueron 4 personajes importantes para el desarrollo de la holografía convencional, que son considerados como padres e impulsores de la holografía: Dennis Gabor (1900-1979) quien trabajó en Inglaterra, Yuri Denisyuk (1927-2006) realizando sus investigaciones en la extinta Unión Soviética, Emmett Leith (1927-2005) y Juris Upatnieks (1936-) realizando investigaciones de radar en los Estados Unidos de Norte America en 1963 [6, 8]. Finalmente se menciona al personaje Theodore Maiman (1927-2007) quien con su invención del “láser” en 1960 revolucionaría el mundo y en específico la holografía. Cabe señalar que la invención del láser no fue hecha para la holografía, pero las características del mismo lo hacen la herramienta idónea para implementarla en técnicas holográficas [9].

1.2.1 Dennis Gabor y la reconstrucción del frente de onda.

Dennis Gabor (Figura 1.1), nace en Hungría en la ciudad de Budapest, antes de ser ingeniero sirvió a la infantería Austro-Húngara a unos meses de finalizar la Primera Guerra Mundial. En esa misma época comienza sus estudios en Ingeniería Eléctrica en su ciudad natal, pero termina sus estudios en la Universidad de Berlín en 1923 y su grado de doctor en 1927 [6].

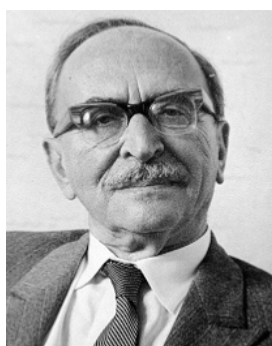


Figura 1.1 Dennis Gabor [6].

En el año de 1947, Gabor trabajaba en la mejora del microscopio electrónico, aunque ya había obtenido grandes avances en la resolución de estos instrumentos, aún le quedaba por corregir las aberraciones de los lentes microscópicos. Para tratar de solucionar su inconveniente, Gabor se cuestiona la siguiente pregunta: “¿Por qué no tomar una mala imagen electrónica,

pero que contenga la información total de la misma, reconstruirla y corregirla mediante métodos ópticos?”. Para resolver su interrogante, Gabor pensó en un proceso de formación de imágenes sin lentes. Lo que ideó era crear un sistema óptico para la “formación de imágenes por reconstrucción del frente de onda” que consta de dos etapas. La primera consistía en registrar un patrón de interferencia en una placa fotosensible (ver Figura 1.2). En la etapa de grabado ideada por Gabor, todos los elementos para generar el holograma eran puestos en línea. En los experimentos iniciales Gabor utilizó luz filtrada proveniente de una *lámpara de mercurio* (que era la fuente de luz conocida que proporcionaba una mayor coherencia en aquella época)[6].

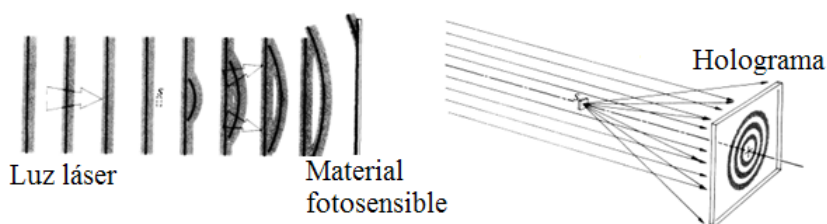


Figura 1.2 Etapa de registro de un holograma de Gabor [8].

A la placa de material fotosensible que fue grabada con el patrón de interferencia resultante Gabor lo llamo *holograma*, de la palabra griega “*holos*” que significa completo, y de la palabra “*grama*” que quiere decir mensaje [6].

En la etapa de “reconstrucción” (Figura 1.3): Gabor iluminaba el código holográfico para reconstruir la imagen del objeto. El inconveniente de ésta técnica era que la “*imagen virtual*” y la “*imagen real*” obtenidas en la reconstrucción de la imagen se encontraban en el mismo plano y pareciera empalmarse una con la otra [6].

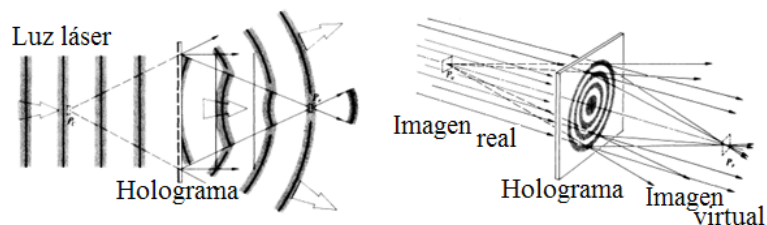


Figura 1.3 Etapa de reconstrucción de un holograma ideada por Gabor [8].

La experiencia de Gabor no fue nada gratificante y hasta bastante desesperante; ya que no consiguió su objetivo, pero si obtuvo un método nuevo para formar imágenes. Había formado el primer holograma, aunque obviamente era muy rudimentario debido a que no había fuentes de luz coherente (láser) en la época en que realizaba sus investigaciones. La Figura 1.4 muestra el primer holograma fabricado por Gabor que era una pequeña diapositiva circular en la que se escribieron los nombres de “Huygens, Young, Fresnel”; personajes importantes que propusieron los principios físicos que Gabor utilizaría [1].

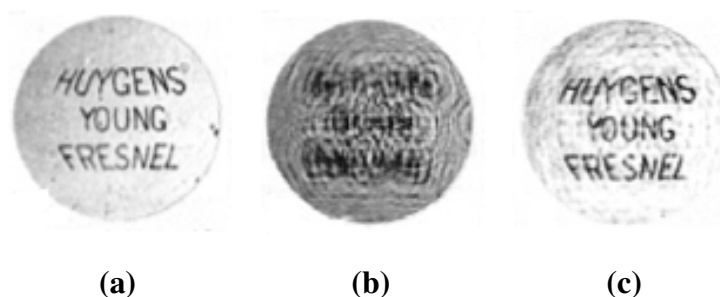


Figura 1.4 Primer holograma fabricado por Gabor. (a) Imagen original, (b) holograma, (c) Imagen reconstruida [1].

Para el año de 1954, Gabor se encontraba decepcionado debido al poco interés visto por parte de sus colegas científicos en la técnica holográfica. La falta de interés por dicha técnica se debía a que con ella no se tenía ninguna aplicación útil en la microscopía, además del problema de la reconstrucción de las imágenes superpuestas que impedían la fácil visualización del objeto. En 1995, tras varios intentos por minimizar el efecto de las imágenes acopladas Gabor, abandona sus investigaciones sobre holografía [6].

1.2.2 Yuri Denisyuk y la fotografía de ondas.

En 1958, en el Instituto Estatal de Vavilov de Óptica, en Leningrado, nace la segunda investigación relacionada con la holografía gracias a los trabajos de Yuri Denisyuk (Figura 1.5). En 1954, se titula en el Departamento de Ingeniería Física del Instituto de Mecánica de Precisión y Óptica de Leningrado, trabajando en su método llamado: “*fotografía de ondas*”, su conexión con los trabajos de Gabor no eran evidentes. En el año de 1958 decidió lograr su

grado de doctorado, por lo que su superior en el Instituto de Óptica le permitió dedicarse de tiempo completo a realizar su tesis doctoral bajo el mando de Euigenni Lundin, quien moriría unos meses después, sin embargo, Yuri continuaría sus investigaciones independientemente [10].



Figura 1.5 Fotografía de Yuri Denisyuk sosteniendo un holograma [10].

Leyendo un libro de ciencia ficción; “*Zvezdnyje korabli*”, Denisyuk quedó impresionado por la idea principal de uno de los capítulos del libro, que relataba lo siguiente: “*Unos arqueólogos, mientras trabajaban en una excavación, encontraron accidentalmente una extraña placa. Tras limpiar su superficie, y detrás de una capa completamente transparente, apareció una cara mirándolos. La cara estaba aumentada por medio de algún procedimiento óptico, tenía tres dimensiones y un gran realismo, sobre todo en sus ojos*”.

Denisyuk estaba decidido a elaborar tales fotografías tridimensionales utilizando la óptica moderna y basándose en trabajos sobre fotografía en color por métodos físicos de Gabriel Lippmann [11]. Con los años desarrolló lo que ahora se le conoce como: “*Hologramas de reflexión*” o “*Hologramas de Denisyuk*” (Figuras 1.5 y 1.6), que presentan la característica que la reconstrucción de la imagen se puede hacer usando luz blanca. Denisyuk, al igual que Gabor, buscaba grabar una sección de la figura interferencial registrada sobre un material fotosensible. A diferencia de Gabor, Denisyuk situaba el objeto junto a una de las caras de la placa fotosensible e ilumina la otra cara con un haz de luz. Ambos emplean la luz proveniente de una lámpara de mercurio para grabar y reconstruir la imagen registrada. La Figura 1.6(a) muestra como la onda luminosa atraviesa el material fotosensible, ilumina el objeto, que a su vez refleja una onda y crea un patrón de interferencia con la onda que ilumina el objeto, y es registrado en una placa fotográfica [10].

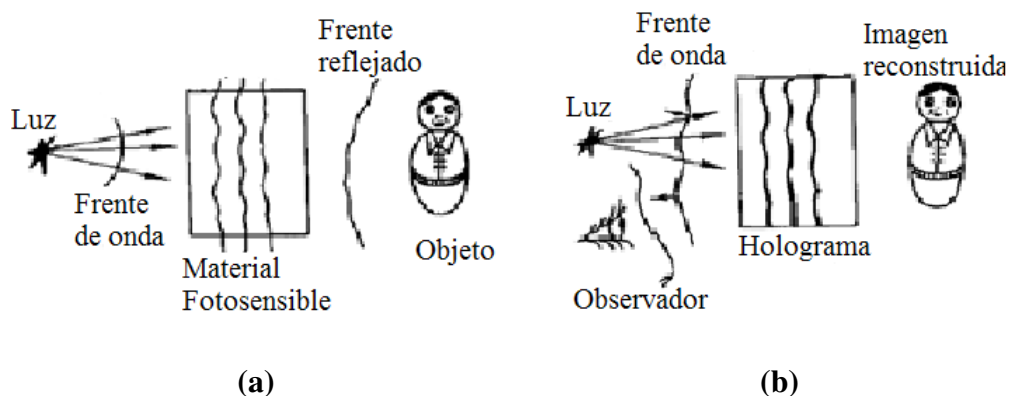


Figura 1.6 Esquema de la fotografía de ondas. Etapa de: (a) grabado, (b) reconstrucción [10].

1.2.3 Emmett Leith, Juris Upatnieks y la fotografía sin lentes.

Por su parte en el continente Americano en los laboratorios de Willow Run cerca de Ann Arbor (Michigan), Emmett Leith (Figura 1.7) desarrollaría la tercera investigación de la holografía trabajando para el ejército de los Estados Unidos de Norte América. Leith nacido en Detroit en 1927, realizó sus estudios universitarios de física inscrito en la Universidad del Estado de Wayne. En 1952, trabajaría en un programa militar secreto denominado *Proyecto Michigan* relacionado con el Radar de Apertura Sintética (por sus siglas en inglés SAR) [6].

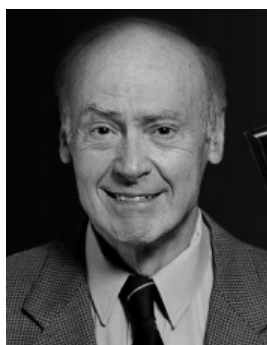


Figura 1.7 Emmett Leith [6].

Durante 1955 y 1956, Leith había reformulado la teoría del SAR en términos de la óptica. La técnica del SAR es realmente holografía pero se realiza con ondas electromagnéticas

de longitud de onda cien mil veces mayores a la de la luz. En 1956, Leith conoció los trabajos de Gabor gracias a los científicos apasionados en la técnica de la “*reconstrucción del frente de onda*”. Leith comprobó la relación de esta teoría con sus investigaciones de radar, sin embargo, debido a que realizaba una investigación clasificada, debió mantener sus trabajos en el anonimato. Cuatro años más tarde (1960) un joven ingeniero eléctrico de nombre Juris Upatnieks comenzaba a trabajar al lado de Leith; como su asistente en los laboratorios de la Universidad de Michigan. Entre ellos repitieron algunos de los experimentos realizados por Gabor, primero los reprodujeron utilizando una lámpara de mercurio como fuente de luz (originalmente empleada por Gabor), y posteriormente repetían sus resultados empleando un láser de He-Ne. Con el surgimiento del láser Leith y Upatnieks tuvieron la ventaja de utilizar haces de luces coherentes [10]. La Figura 1.8 muestra a Juris Upatnieks y Emmett Leith trabajando en laboratorio.



Figura 1.8 Juris Upatnieks (Derecha) y Emmett Leith (Izquierda) [10].

Leith y Upatnieks se dieron a la tarea de dar una solución al problema de Gabor; de eliminar el traslape entre la “*imagen virtual*” y la “*imagen real*” en la teoría de “*reconstrucción del frente de onda*”. Leith utilizando los conocimientos adquiridos en su proyecto previo del SAR y junto con Upatnieks idearon la técnica del “*haz de referencia inclinado*”, en donde desplazan el haz de referencia fuera de la dirección del haz objeto, permitiendo que el haz objeto y el de referencia incidan en la misma cara de la placa fotográfica recorriendo diferentes caminos. Al tener el registro de la interferencia entre los dos haces en ángulos diferentes; se logra separar la *imagen real* y la *imagen virtual* en la etapa de reconstrucción (Figura 1.9), resolviéndose

así el problema de imágenes dobles. Con ese pequeño cambio pero sorprendente idea, habían inventado el “*holograma fuera de eje*” o “*hologramas de Fresnel*” [10].

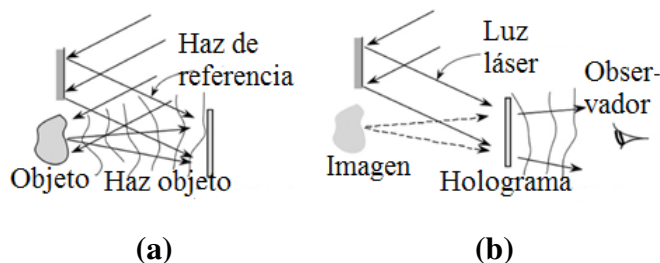


Figura 1.9 Holograma fuera de eje. Etapa de: (a) grabado, (b) reconstrucción [10].

1.2.4 Estado del arte y evolución de la HD.

D. Gabor (1947) es conocido como el inventor de la holografía, dio las bases de la misma. [5, 6, 8]

J. P. Eckert y J. W. Mauchly (1947) construyen en la Universidad de Pennsylvania la “Electronic Numerical Integrator And Calculator (ENIAC)” que fue la primera computadora electrónica [12].

A. W. Lohmann (1956) con sus estudios de “banda lateral única” combina las teorías de comunicaciones y propiedades de la física óptica para tratar de solucionar el problema de las imágenes gemelas [13].

T. H. Maiman (1960) inventa el primer láser de rubí. La invención del láser permitió un rápido desarrollo del método holográfico y permite el diseño de nuevas técnicas holográficas [9].

Y. N. Denisyuk (1962) realiza sus investigaciones de “fotografía de ondas”. Se utilizó la bombilla de luz incandescente para visualizar hologramas [14].

E. Leith y J. Upatnieks (1962) inventan el esquema holográfico “fuera de eje” separando las imágenes gemelas [15].

B. J. Thompson (1963) usa la holografía para el estudio de diminutas partículas [16].

B. R. Brown y A. W. Lohmann (1966) inventan los Hologramas Generados por Computadora (HGC) [17].

J. W. Goodman y R. W. Lawrence (1967) demuestran que es posible modelar numéricamente la teoría escalar de la difracción [18].

L. B. Lesem, P. M. Hirsch y J. A. Jordan (1969) realizan los HGC llamados Kinoform en los laboratorio de "IBM" [19].

W. Boyle y G. Smith (1971) inventan el Charge-Coupled Device o CCD (en español: dispositivo de carga acoplada) [20].

W. Lee (1979) clasifica en cinco áreas de aplicación, donde se ha demostrado el uso de los HGC: “visualización de los hologramas tridimensionales”, “procesamiento digital de datos ópticos”, “filtros de acoplamiento”, “almacenamiento digital de datos ópticos” y “laser scanning” [21].

L. P. Yaroslavskii y N. S. Merzlyakov (1980) desarrollan los fundamentos teóricos de la holografía en línea [22].

G. Liu y P. D. Scott (1987) utilizan métodos de recuperación de fase, los cuales no se ven afectados por las imágenes gemelas en la reconstrucción [23].

U. Schnars y W. Jüptner(1994) son los primeros en implementar en laboratorio la HD con una cámara CCD [24].

K. Boyer, J. C. Solem, J. W. Longworth, A. B. Borisov y C. K. Rhodes (1996) realizan las primeras imágenes usando holografía para Biomedicina [25].

M. Adams, T. M. Kreis y W. P. O. Jueptner (1997) informan por primera vez sus investigaciones en medición del tamaño y posición de partículas implementando un CCD. [26].

T. Zhang e I. Yamaguchi (1998) realizan las primeras investigaciones en HD microscópica [27].

R. B. Owen y A. A. Zozulya (2000) desarrollan el primer sistema HD portátil para el seguimiento y caracterización de partículas marinas [28].

S. Grilli, P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio y G. Pierattini (2001) demuestran el funcionamiento de los métodos numéricos utilizados en la reconstrucción del campo de amplitud compleja, determinando la distribución de intensidad y fase de un campo propagado a lo largo de una dirección en el espacio [29].

Y. Zhang, G. Pedrini, W. Osten y H. J. Tiziani (2003) idean un nuevo esquema holográfico combinando la HD y los métodos de recuperación de fase. En este esquema se reconstruye completamente un campo óptico en amplitud y fase, y se conoce una nueva configuración o técnica para generar, se define la HDL [30].

G. Pedrini, W. Osten e Y. Zhang (2005) demuestran que es posible reconstruir un frente de onda propagado por un objeto utilizando interferogramas (patrones de difracción) dentro de un algoritmo iterativo basado en la ecuación de difracción de Rayleigh-Sommerfeld [31].

A. Arun, G. Pedrini, W. Osten y P. Almero (2007) realizan estudios de HDL. Incluyen una máscara de amplitud aleatoria en el sistema óptico con el fin de mejorar la resolución del frente de onda reconstruido y una mayor convergencia de las altas frecuencias en el proceso iterativo, debido al aumento del volumen del campo speckle [32].

1.3 Clasificación de la holografía.

La holografía ha progresado de una manera impresionante y muy rápida debido a la gran cantidad de aplicaciones que se le están encontrando día a día. Los hologramas se pueden hacer ahora de muy diferentes maneras, combinando diferentes dispositivos ópticos y materiales fotosensibles implementados en la etapa de registro y/o reconstrucción. A pesar de los diferentes esquemas que hay para hacer un holograma, en esencia todos ocupan el mismo punto clave: *la interferencia de ondas*. Describir los diferentes tipos de hologramas implica una tarea muy ardua y amplia, ya que se requiere de un conocimiento tanto teórico como práctico muy

basto. Hay varias formas de clasificar los hologramas basándose en: la geometría, tipos de aplicaciones, características del objeto, esquema de grabado y de reconstrucción, etc. Sin embargo, todos los tipos de hologramas antes dichos se pueden clasificar en dos tipos generales que dependen de la ubicación del objeto en relación al material fotosensible, y en la manera de iluminar el holograma para reconstruir la imagen grabada. Los tipos generales de hologramas son conocidos como: *hologramas de transmisión* y *hologramas de reflexión*. Los hologramas de **reflexión** vistos en la Figura 1.10 (a), muestran que el haz de objeto y el de referencia incide en la placa fotosensible por diferentes lados. Mientras que en los hologramas de **transmisión**, tienen como característica que el haz de referencia y el haz objeto iluminan el mismo plano o cara del material fotosensible [Figura 1.10 (b)] [33].

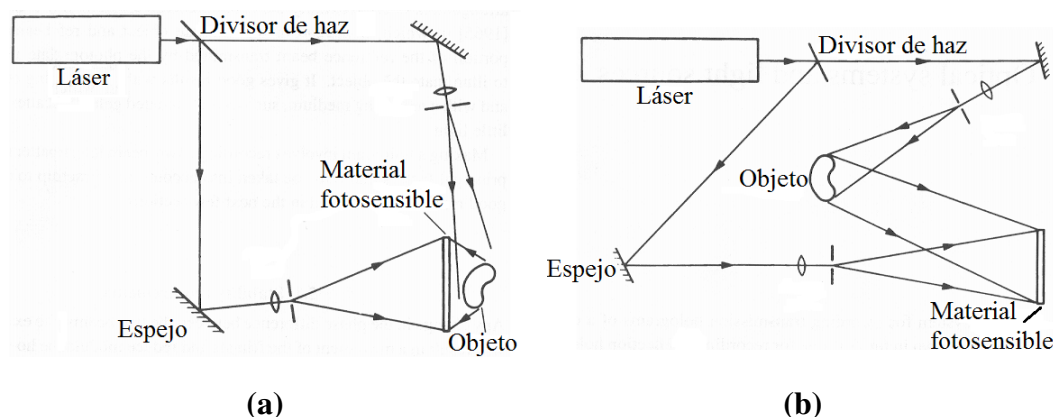


Figura 1.10 Configuraciones de hologramas. Hologramas de: (a) reflexión, (b) transmisión [34].

1.4 Holografía Digital (HD).

La propagación de un campo óptico es completamente descrita por la teoría escalar de la difracción, y por lo tanto puede ser representado numéricamente usando una computadora o dispositivo electrónico. La primera demostración de que la propagación de la luz era numéricamente posible fue hecha por J. W. Goodman (en la Universidad Stanford) en 1967 [18]. La representación de una perturbación que viaja en el espacio libre puede ser representada usando la transformada de Fourier; que es calculable mediante medios electrónicos. La HD y los HGC se diferencian principalmente en la sustitución de alguna de las etapas físicas para generar

hologramas por una simulación numérica desarrollada mediante un dispositivo o medio electrónico [35, 36]. Schnars y Jueptner, en 1994, son los primeros en conectar una cámara CCD para captar los patrones de interferencia, para que a su vez sean introducidos en una computadora. Una característica básica de la HD radica en que el patrón de interferencia es muestreado por una cámara CCD y la imagen es reconstruida numéricamente aplicando los resultados de las teorías de la difracción. Una limitante de la HD es el número y tamaño del pixel de la cámara CCD [37]. En 1999, Christian Depeursinge demostró cuantitativamente que la fase microscópica producida por un objeto de fase (objetos transparentes o reflectantes) crea un perfil de onda de menos de unos pocos nanómetros de ruido efectivo que no podría ser detectado por un CCD, con lo que demostró que la sensibilidad manejada en la HD era mínima o muy precisa [4]. Con el estudio del término de fase se comprobó que la información de fase de un campo óptico está directamente disponible en un número complejo. Para recuperar la fase de un objeto sólo se debe acceder a éste número y, a diferencia de la holografía convencional no se tiene que realizar un experimento de interferencia para conocer la fase. La técnica holografía de Gabor (sin haz de referencia por separado) se utiliza también empleando cámaras CCD y es útil para aplicaciones de imágenes de partículas o en la microscopía; proporcionando cuatro dimensiones espacio-tiempo del registro los campos de las partículas [4, 37].

1.4.1 Holografía analógica vs HD.

No se suele discutir si es mejor la técnica holográfica analógica o la digital, aunque indudablemente lo digital ganará ciertas ventajas conforme el desarrollo de las tecnologías lo permita; un gran avance de la HD se aprecia en la potencia de cálculo numérico. Hoy en día, las computadoras personales modestas permiten el cálculo de la transformada rápida de Fourier (FFT) en 2D, además la técnica digital, por ejemplo, toma sólo una fracción de segundo realizar la captura del holograma, en comparación con los minutos requeridos por el procesamiento fotoquímico en la holografía convencional. La sensibilidad típica de una placa fotográfica es de $\sim 10^5$ fotones por μ^2 ; mientras que la sensibilidad de un CCD puede ser de $\sim 10^0$ fotones por μ^2 . Esto se traduce en una gran reducción en el tiempo de exposición, así como reducir los requisitos de la estabilidad del objeto a estudiar contra las vibraciones y otras perturbaciones.

Otra diferencia es que podemos utilizar un CCD para realizar un gran número de registros de patrones de interferencia; mientras que con la placa fotográfica sólo se utilizará una sola vez para realizar un registro [4, 24].

La HD se utiliza en diferentes contextos, uno de ellos, está en la generación de los hologramas empleando medios ópticos; para proseguir con la adquisición electrónica y la reconstrucción numérica de la imagen [24]. Otro contexto radica en el proceso opuesto, que es el cálculo del patrón de interferencia numéricamente, seguido por la impresión del patrón de interferencia; de modo que la reconstrucción puede llevarse a cabo por medios ópticos (experimentalmente), este proceso, da como resultado a lo que se conoce comúnmente como HGC. Los HGC nacieron en 1967, Lohmann y Brown de IBM demostraron que se puede obtener un holograma de un objeto que no existe físicamente, es decir, se puede generar el holograma de un objeto que sólo se conoce o describe en términos matemáticos [19, 22].

1.5 Justificación.

Los sistemas ópticos para la holografía tradicional emplean un gran número de dispositivos ópticos, requieren de instalaciones y materiales especializados para la fabricación de hologramas. Los métodos avanzados en HD, además de que posibilitan la generación de imágenes tridimensionales de objetos muy pequeños, otorgan la gran ventaja de reducir el número de dispositivos ópticos utilizados para la generación de hologramas de los objetos bajo estudio [30, 32]. Contar con el conocimiento y estudio de éste tipo de técnicas y dispositivos especializados proveerá de un punto de partida para muchas investigaciones, además, que impulsará el conocimiento en la rama de la HDL en la Universidad Autónoma de Zacatecas.

1.6 Hipótesis.

La caracterización de un sistema óptico de HD que utiliza un frente de onda proveniente de un haz de luz (en lugar de dos) permitirá grabar y reconstruir hologramas. Empleando la ecuación de Rayleigh-Sommerfeld, un método de recuperación de fase y el registro de un

determinado número de amplitudes del campo speckle generado por un objeto y un difusor a diferentes distancias; permitirán reconstruir el frente de onda que disperso el objeto.

1.7 Objetivos.

Objetivos Generales.

- Simular e implementar la propagación de un frente de onda empleando la ecuación de Rayleigh-Sommerfeld en forma iterada y recuperar la información que originó la perturbación de onda.

Objetivos Particulares.

- Simular la propagación utilizando algún algoritmo desarrollado.
- Trabajar y conocer los nuevos métodos en HD.
- Registrar una serie de patrones de intensidades a diferentes distancias.
- Reconstruir el frente de onda original por medio de métodos de recuperación de fase.
- Emplear objetos de fase y realizar su reconstrucción en amplitud y fase.

En el capítulo 1 se presentan las bases históricas que han dado origen a la holografía. En el capítulo 2 se exhiben los conceptos matemáticos para entender e implementar el sistema óptico de HDL; el cual se explica y analiza en el capítulo 3. En el capítulo 4 se exponen los resultados de la simulación e implementación en laboratorio de la técnica de HDL. Por último, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones y el trabajo a futuro de la investigación.

Capítulo 2

Fundamentos matemáticos de la holografía.

En la holografía se producen una gran cantidad de fenómenos ópticos, todos estos pueden ser descritos matemáticamente. En las técnicas avanzadas de holografía se suelen apreciar algunos fenómenos ópticos en mayor o en menor medida, lo cual limita o extiende el estudio y el entendimiento de los mismos. En el presente capítulo se darán las bases teóricas para entender los fenómenos ópticos relacionados con la HDL. Debe dejarse claro que toda formulación matemática presentada en éste capítulo fue tomada de su respectiva fuente bibliográfica y sólo son expuestas para una mejor comprensión del tema de tesis. Por lo tanto, no se ha desarrollado alguna propuesta matemática para resolver algún problema en especial de la HDL.

2.1 Conceptos introductorios de óptica.

Definimos como óptica a la rama de la física que estudia el comportamiento de la luz, sus características y manifestaciones. Abarca el estudio de la reflexión, refracción y difracción de la luz, la formación de imágenes e interacción de la luz con la materia entre otros fenómenos más [7].

La luz se absorbe y es emitida por diminutos y discretos estallidos de partículas denominados fotones. Los fotones son partículas elementales sin masa, sin carga y estables que sólo existen a la velocidad de la luz [7, 38].

La luz presenta una doble naturaleza, es decir, se puede estudiar como un fenómeno ondulatorio o corpuscular, es decir, como ondas o partículas. ¿Cuál naturaleza elegir? Las fórmulas

e hipótesis vistas por cada naturaleza tienen más que nada el objetivo de formular una definición a un suceso que nos permita predecir el comportamiento de un determinado fenómeno, es decir, observar la luz como una partícula es absolutamente válido, independientemente de que la luz sea o no una partícula; ya tomando ésta naturaleza podemos explicar algunos fenómenos ópticos. Por otro lado, algunos fenómenos no tendrían lugar a explicación tomando la luz como una partícula, por lo que se tendría que usar la naturaleza ondulatoria. Los dos estados de la luz no son excluyentes y hasta de cierto modo son complementarios. Lo importante radica en analizar el fenómeno que deseamos describir y en base a eso elegir con cuál naturaleza de la luz podemos explicar de mejor manera el fenómeno a predecir. Entonces, ¿cómo se puede relacionar las dos naturalezas? La respuesta consiste en que cuando un número muy elevado de fotones ocupa el mismo estado, el carácter granular e intrínseco del rayo desaparece y será reemplazado por el campo electromagnético como medio continuo de una onda electromagnética (ver Figura 2.1). [7]. Para el estudio de la holografía se debe de utilizar la naturaleza ondulatoria de la luz.

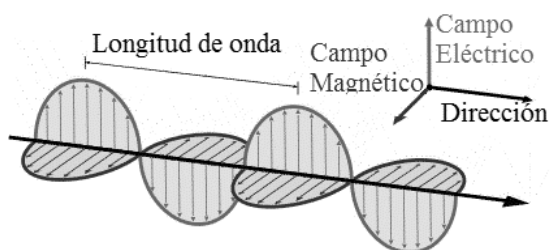


Figura 2.1 Representación de una onda electromagnética.

2.1.1 Conceptos de óptica física.

Ya definimos las dos naturalezas de la luz; como una onda estudiada por la óptica física y como una partícula que es analizada por la óptica geométrica. La óptica geométrica es empleada para estudiar los fenómenos de reflexión y refracción principalmente. Si el lector desea conocer más del carácter granular de la luz y observar el viaje realizado por el fotón puede ver el Apéndice A.

Una *onda electromagnética* puede viajar en cualquier dirección en el espacio. Cuando un grupo de puntos en un mismo instante de determinadas ondas genera un lugar geométrico dado, a este lugar se le suele llamar frente de onda. Dada una onda propagándose en el espacio o sobre una superficie, los frentes de onda pueden visualizarse como superficies o líneas que se desplazan a lo largo del tiempo alejándose de la fuente sin tocarse. Los láseres suelen originar frentes de ondas planos (Figura 2.2) que son muy necesarios para la holografía [7, 39].

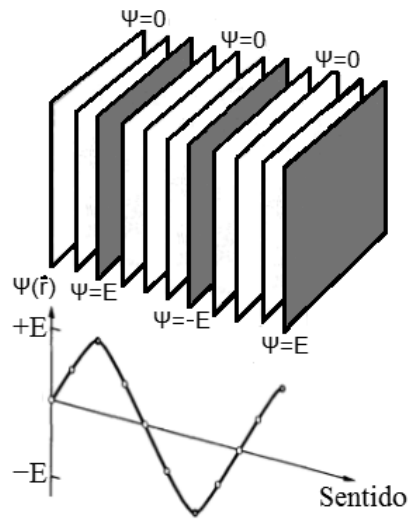


Figura 2.2 Frentes de onda para una onda plana armónica.

2.2 Irradiancia.

Una onda electromagnética se compone de un campo *eléctrico* E y un campo *magnético* B . Sólo nos limitaremos a estudiar el campo eléctrico, esto dado que se está acostumbrado a trabajar con sensores y dispositivos que realizan su funcionamiento utilizando la magnitud del campo eléctrico, que representaría el nivel de luz en una onda. Una de las propiedades más significativas de las ondas electromagnéticas es que transportan energía y momento. La energía que viaja por el espacio en forma de onda electromagnética es compartida por igual por los campos eléctricos y magnéticos que conforman una onda. Se denomina irradiancia I a la cantidad de luz que ilumina una determinada superficie. La irradiancia es la energía media

por unidad de área por unidad de tiempo. La luz entrante en un detector no puede ser medida al instante, por lo tanto, el dispositivo tendrá que integrar el flujo energético durante un tiempo finito T . La irradiancia es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico. En términos más digeribles; tenemos que la irradiancia es el total de la intensidad luminosa que puede ocasionar una onda electromagnética en un detector de intensidad de luz. La irradiancia puede expresarse como [7]:

$$I = \varepsilon_0 c \langle E^2 \rangle, \quad (2.1)$$

donde ε_0 es la permitividad eléctrica del espacio libre $\varepsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} c^2 N^{-1} m^{-2}$ y c es la velocidad de la luz en el vacío $c = 2.997924562 \times 10^8 m/s \pm 1.1 m/s$.

El promedio temporal de una función $f(t)$ calculado en un intervalo T está dado por

$$\langle f(t) \rangle_T = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt', \quad (2.2)$$

que es lo que haría un detector de luz o un CCD para generar los niveles de intensidad provenientes de un objeto [7].

2.3 Interferencia.

¿Cuál es el resultado de la superposición de ondas de luz? La superposición de ondas de luz genera lo que llamamos *patrón de interferencia*, en donde se pueden apreciar regiones blancas, negras o intermedias. La interferencia óptica es originada cuando dos o más ondas luminosas producen una onda resultante, o mejor dicho; la irradiancia resultante es ocasionada por la suma o superposición de las irradiancias particulares de cada una de las ondas luminosas. Es decir, los viajes en el espacio de los fotones pueden ser descritos por una función armónica, si las funciones armónicas llegan a encontrarse en el espacio, se dará lugar a una interferencia de ondas luminosas. Existen 2 tipos de interferencia óptica que son: interferencia óptica constructiva e interferencia óptica destructiva. [7].

Para imaginar la *interferencia constructiva*, supongamos dos ondas luminosas que tienen la misma *amplitud* (E) y están en *fase entre sí*, cuando llegan al mismo tiempo a un punto particular del espacio, las amplitudes de las ondas se refuerzan mutuamente produciendo así

una onda de mayor amplitud compuesta por la suma algebraica de las amplitudes individuales. La interferencia constructiva se puede ver en la Figura 2.3 [7].

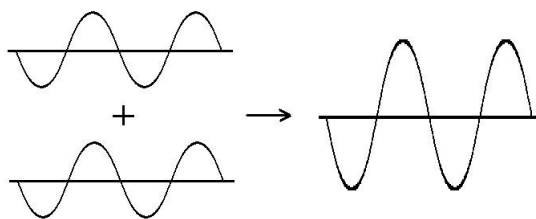


Figura 2.3 Interferencia óptica constructiva.

La *interferencia destructiva* es producida cuando las ondas están fuera de fase y las amplitudes de cada onda al sumarse llegan a disminuirse entre sí. Por ejemplo, imaginemos dos ondas con la misma amplitud pero que están exactamente fuera de fase (180°), al llegar al mismo punto en el espacio se encuentran las *crestas* y los *valles* de las diferentes ondas, éstas tenderán a anularse mutuamente (Figura 2.4). La interferencia destructiva puede ser representada como ausencia de luz u oscuridad [7].

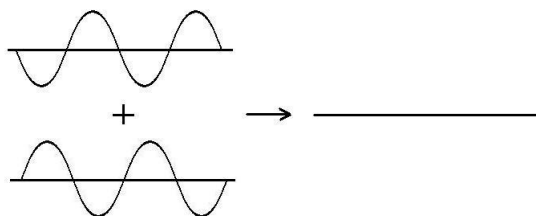


Figura 2.4 Interferencia destructiva.

Debido a que en la técnica HDL trabajamos con un frente de onda plano, debemos considerar que un frente de onda está compuesto por un número infinitesimal de partículas que viajan en fase hacia una sola dirección, si un frente de onda llegará a modificarse; las pequeñas ondas componentes del frente de onda llegarían a interferirse entre ellas mismas y generarían un intrincado o complejo patrón de interferencia (ver Figura 2.5).

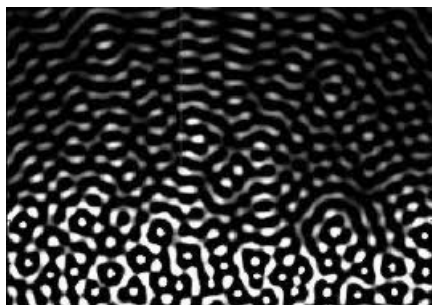


Figura 2.5 Ejemplo de un patrón de interferencia. [40]

2.4 Difracción.

El fenómeno óptico de difracción es el más importante y relevante que se lleva a cabo en el sistema HDL, y será analizado en éste apartado. La difracción nos puede indicar la onda resultante que se obtendrá si la luz llega a encontrarse con un obstáculo u objeto a una determinada distancia en su recorrido por el espacio. En los sistemas holográficos convencionales, utilizamos la difracción para visualizar la imagen que fue registrada en el material fotosensible, por medio de un patrón de interferencia.

La difracción es un fenómeno característico de las ondas, éste se basa en el curvado y esparcido de las ondas cuando encuentran un obstáculo o al atravesar una rendija [41]. También, podemos definir la difracción como la desviación de la luz en su propagación rectilínea, que al encontrarse con un objeto transparente u opaco, alteran la amplitud y fase del frente de onda. La difracción no puede ser descrita utilizando la óptica geométrica, y por ende su estudio vectorial es muy complejo. La difracción depende del tamaño de longitud de onda, del tamaño de la rendija y de la distancia del observador o detector de la onda luminosa. [39].

Imaginemos un frente de onda plano que viaja en el espacio e incide sobre un objeto de cualquier tipo de morfología, cada pequeño punto de la superficie del objeto al reflejar la luz que incide sobre él actuará como una fuente puntual de luz que dispersará una pequeña onda perpendicular a la superficie del objeto, dependiendo de la morfología del objeto éstas pequeñas ondas se superpondrán y generarán un patrón de luz. El patrón de intensidades puede verse

como un frente de onda con un espacio geométrico que depende de la morfología del objeto que lo originó.

2.4.1 Teoría escalar de la difracción.

Estudiar la propagación de la luz y la forma de la onda resultante es un trabajo muy complicado; ya que debemos considerar el viaje de una perturbación en sus tres dimensiones. La teoría escalar de la difracción simplifica este trabajo, con ésta se puede tratar la propagación de la luz de una forma simplificada, eliminando el carácter vectorial de las ondas electromagnéticas [40].

2.4.1.1 Ecuación de Helmholtz y el teorema de Green.

Las bases de la teoría escalar de la difracción pueden sustentarse en 2 formulaciones matemáticas: la formulación de Helmholtz y la de Green. Si el lector desea estudiar a fondo el porqué de las relaciones matemáticas se recomienda consultar la referencia bibliográfica [39].

Los estudios de Helmholtz consideran una onda de luz viajera monocromática, suponen una posición determinada, un tiempo (t) y como podría representarse esta perturbación viajando en el tiempo. Helmholtz también consideró los estudios posteriores realizados por Maxwell y llegó a la ecuación que lleva su nombre. La ecuación de Helmholtz considera que la difracción es independiente del tiempo. La enunciación matemática de Helmholtz tiene la siguiente forma [42]:

$$(\nabla^2 + \kappa^2) E = 0, \quad (2.3)$$

donde ∇^2 es el operador Laplaciano, κ es un número real positivo que define la propagación de onda y E es el campo escalar.

El teorema de Green trata de explicar como es la perturbación resultante o curva cerrada que emana de un punto sobre una region cerrada doble. Goodman [39] define de una manera mas específica de lo que habla el teorema de Green:

Sean $E(P)$ y $G(P)$ dos funciones cualesquiera con valores complejos de posición, y con primera y segunda derivadas parciales continuas de un sólo valor dentro de un espacio cerrado V encerrado por una superficie S , entonces tenemos:

$$\int \int \int_V [E \nabla^2 G - G \nabla^2 E] dv = \int \int_S \left[E \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial E}{\partial n} \right] ds, \quad (2.4)$$

donde n es la normal a la superficie S , E es la parte espacial de la ecuación de onda y G es una función auxiliar que denota la función de Green (se pudiera decir que es una fuente puntual de luz). Sólo una elección correcta de una función G auxiliar y una superficie S cerrada permitirá su aplicación directa al problema de difracción [40].

La geometría del teorema de Green puede observarse en la Figura 2.6, donde P_0 es una fuente puntual, S es una superficie cerrada cualquiera, S_ϵ es una pequeña superficie cerrada de radio ϵ , V' es el volumen de integración y n es una normal a la superficie.

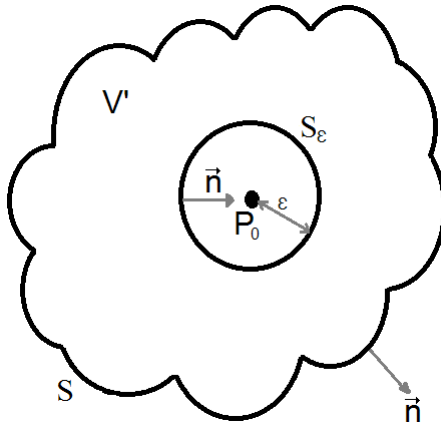


Figura 2.6 Geometría del teorema de Green.

2.4.1.2 Diferentes formulaciones de las teorías de difracción

La difracción fue estudiada en su carácter vectorial por Augustin Jean Fresnel, quien fue capaz de calcular con notable precisión la distribución de intensidad en algunos ejemplos difractivos, sin embargo fue Gustav Kirchhoff quién en 1882 expresó un formalismo matemático para las ideas de Helmholtz y Green. Posteriormente Sommerfeld introduce una modificación en el modo de aplicar las teorías de Kirchhoff y Fresnel al problema de la difracción; lo que

dio como resultado la teoría de la difracción de Rayleigh-Sommerfeld, que evita los errores de otras formulaciones y elimina otros tipos de inconvenientes [43].

Teorema integral de Helmholtz-Kirchhoff: La formulación de Kirchhoff del problema de difracción expresa el valor de solución de una ecuación de onda en un punto arbitrario y su derivada primera en una superficie arbitraria cerrada que rodea ese punto. Kirchhoff dio solución al problema planteado en la Figura 2.6, donde un punto de observación denotado por P_0 , y sea S una superficie arbitraria que rodea a P_0 . El objetivo de Kirchhoff era expresar la perturbación óptica de P_0 en términos de valores de la superficie S . Para resolver éste problema Kirchhoff aplicó el teorema de Green escogiendo una función auxiliar de una onda de amplitud unitaria esférica, en expansión sobre el punto P_0 . La función auxiliar G que ideó Kirchhoff sobre un punto arbitrario P_1 en cualquier punto de la superficie S está dada por [39]:

$$G = \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \quad (2.5)$$

donde r_{01} significa la longitud entre los dos puntos P_0 y P_1 . Esta función auxiliar sería tomada para la resolución de las otras teorías de difracción propuestas por otros autores.

La función G es una onda esférica de amplitud unidad que cumple con la Ecuación (2.3) de Helmholtz [39]. Por lo tanto, tenemos:

$$(\nabla^2 + \kappa^2)G = 0. \quad (2.6)$$

Así al sustituir la Ecuación (2.6) en el teorema de Green; dado por la Ecuación (2.4) tenemos el volumen V' ; que fue creado para evitar discontinuidades en el espacio. La ecuación resultante tendrá la siguiente forma:

$$\int \int \int_{V'} [E\nabla^2 G - G\nabla^2 E] dv = - \int \int \int_{V'} [EG\kappa^2 - GE\kappa^2] dv = 0. \quad (2.7)$$

Si resolvemos la Ecuación (2.7) y generamos una función esférica para el punto de observación P_1 , (ver Figura 2.6) llegamos al resultado que se conoce como el *teorema integral de Helmholtz-Kirchhoff*:

$$E(P_0) = \frac{1}{4\pi} \int \int_S \left(\frac{\partial E}{\partial n} \left[\frac{\exp(j\kappa r_{01})}{r_{01}} \right] - E \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{\exp(j\kappa r_{01})}{r_{01}} \right] \right) ds. \quad (2.8)$$

La ecuación de Helmholtz-Kirchhoff es mayormente conocida como:

$$E(P_0) = \frac{1}{4\pi} \int \int_S \left(G \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial G}{\partial n} \right) ds, \quad (2.9)$$

que nos permite conocer una perturbación en cualquier punto P_1 en términos de P_0 , y se expresa en términos de los *valores límite* de la onda en cualquier punto de la superficie cerrada que rodea ese punto [39].

La formulación de Kirchhoff expresa la solución a la siguiente interrogante: ¿qué pasaría si una onda emitida por la fuente puntual P_0 llegará a toparse con una pantalla plana durante su viaje en el espacio libre? Para imaginar la respuesta a ésta pregunta consideraremos una abertura y una pantalla como se observa en la Figura 2.7. Supongamos que la perturbación choca por el lado izquierdo de la pantalla, ¿cómo llegaríamos a conocer el campo originado por el punto P_0 detrás de la abertura? Tenemos el campo eléctrico limitado por la pantalla; ahí tenemos el límite S_1 y el total de la superficie viene dado por el radio R considerando el punto P_0 . Entonces, el total de la superficie S simplemente está dado por la resta de S_1 a S_2 . La Figura 2.7 muestra la solución a la pregunta de Kirchhoff [39].

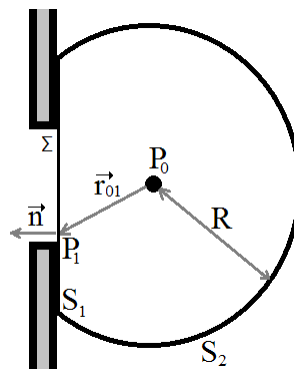


Figura 2.7 Difracción de Kirchhoff en una pantalla.

¿Pero qué pasaría si incrementamos demasiado R ? La superficie S_2 se comportaría como una concha, creando una superficie en forma de semicírculo, por lo que tendríamos las superficies S_1 y S_2 casi iguales; con lo cual desaparecería la contribución de S_2 . Es importante

entender esto porque éste error lo toma en cuenta Sommerfeld al desarrollar su teoría de la difracción. Por su parte Kirchhoff impuso algunas condiciones a su teorema; lo cual haría que sus formulaciones fueran incoherentes [39].

Formula de difracción de Fresnel-Kirchhoff: Fresnel idearía tres puntos de observación P_0 , P_1 y P_2 , y pensó en una mayor simplificación de la expresión de $E(P_0)$, haciendo notar la importancia de r_{01} , es decir, la distancia desde la abertura hasta los puntos de observación P_0 y P_1 . La distancia generalmente es muchas longitudes de onda ópticas y por lo tanto; $k \gg 1/r_{01}$. Los puntos P_0 y P_2 son simétricos en cuanto a la pantalla, por lo tanto; una fuente puntual en P_0 producirá en P_2 el mismo efecto que si tuviéramos una fuente puntual colocada en P_2 y se observa que se produce una intensidad en P_0 . Toda la geometría a este problema puede verse en la Figura 2.8, al que también se le conoce como el *teorema de reciprocidad de Helmholtz* [39].

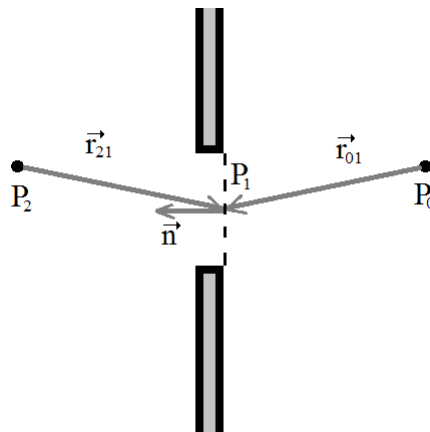


Figura 2.8 Geometría de la aproximación de Fresnel-Kirchhoff.

Si suponemos que la abertura está siendo iluminada por una onda esférica sencilla definida por la Ecuación (2.5), según el teorema de reciprocidad sería similar a tener la perturbación en el punto P_2 , con una distancia r_{21} de P_1 .

Obteniendo el resultado de la formula de difracción de Fresnel-Kirchhoff, y considerando la perturbación que ocasionaría el punto P_0 en P_1 tenemos:

$$E(P_0) = \int \int_{\Sigma} E'(P_1) \frac{\exp(j\kappa r_{01})}{r_{01}} ds, \quad (2.10)$$

donde

$$E'(P_1) = \frac{1}{j\lambda} \left[\frac{E \exp(j\kappa r_{21})}{r_{21}} \right] \left[\frac{\cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) - \cos(\vec{n}, \vec{r}_{21})}{2} \right]. \quad (2.11)$$

La Ecuación (2.11) sólo hace referencia a la expansión de *una sola onda esférica*, ya sea P_0 o P_2 . Lo cual debería suponerse que podría ser igual la perturbación de P_0 y P_2 hacia P_1 , pero según el teorema de Fresnel-Kirchhoff no lo es. Esta limitación fue resuelta por la teoría de Rayleigh-Sommerfeld, en donde toma dos funciones de Green [39].

Formulación de Rayleigh-Sommerfeld: Sommerfeld solventa los errores tanto de las formulaciones de Fresnel-Kirchhoff como las de Helmholtz-Kirchhoff, como respuesta, propone dos perturbaciones de onda que tengan límites y así evitar indeterminaciones. Sommerfeld describe dos fuentes espejo (cada una en diferente plano) que parten de dos funciones de Green idénticas. La Figura 2.9 explica como Sommerfeld resolvió el problema de difracción [39].

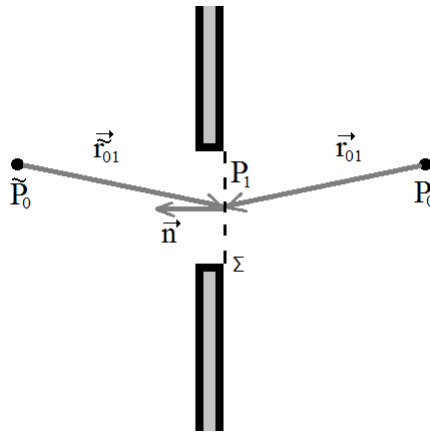


Figura 2.9 Geometría de la aproximación de Rayleigh-Sommerfeld.

La función de Green que utilizó Sommerfeld tiene la siguiente forma:

$$G(P_1) = \frac{\exp(j\kappa r_{01})}{r_{01}} - \frac{\exp(j\kappa \tilde{r}_{01})}{\tilde{r}_{01}}. \quad (2.12)$$

La perturbación en la abertura Σ es:

$$E(P_0) = \frac{-1}{4\pi} \int \int_{\Sigma} E \frac{\partial G}{\partial n} ds, \quad (2.13)$$

que es la primera solución de Rayleigh-Sommerfeld.

Pero como Sommerfeld razona dos funciones G , debemos considerar la derivada a la normal de G respecto a al punto de la superficie P_1 dos veces, y conociendo que Sommerfeld también solucionó el problema relacionado con el tamaño de la abertura y la longitud de onda. Sommerfeld también decidió suponer que $r_{01} \gg \lambda$, y recalcando que las fuentes son idénticas en diferente plano, se aseguró del comportamiento de las dos fuentes puntuales como:

$$\frac{\partial G_-(P_1)}{\partial n} = 2 \frac{\partial G(P_1)}{\partial n}. \quad (2.14)$$

que indican las funciones de Green en el análisis de Kirchhoff.

Una primera solución de Sommerfeld se da en la Ecuación (2.13), la expresión a la función de Kirchhoff con los nuevos términos de la función de Green es:

$$E(P_0) = \frac{-1}{2\pi} \int \int_{\Sigma} E \frac{\partial G}{\partial n} ds, \quad (2.15)$$

que modifica su signo algebraico dependiendo del plano de observación en que está ubicado el punto de observación.

Si desarrollamos la primera solución de Rayleigh-Sommerfeld [Ecuación (2.13)] con la ayuda de las nuevas funciones de Green [Ecuación (2.14)] y cambiamos las condiciones de límites tenemos:

$$E(P_1) = \frac{-E}{j\lambda} \int \int_{\Sigma} \frac{\exp(j\kappa(r_{01} + \tilde{r}_{01}))}{r_{01}\tilde{r}_{01}} \cos(\vec{n}, \vec{\tilde{r}}_{01}) ds, \quad (2.16)$$

que es conocida como la *formula de difracción de Rayleigh-Sommerfeld*. Usando G_+ y asumiendo que $R \gg E$, y el ángulo entre \vec{n} y \vec{R} es mayor a 90° . Lo que supone que la iluminación de la apertura es una onda esférica en P'_0

$$E(P_1) = E \frac{\exp(j\kappa\tilde{r}_{01})}{\tilde{r}_{01}}.$$

2.4.1.3 Dominio de las teorías de difracción.

Una vez que estudiamos las diferentes teorías de difracción y como es que Sommerfeld fundamenta las correcciones hechas a las teorías de Kirchhoff y Fresnel, para nuestro caso sólo nos queda entender cuál de las teorías presentadas nos es útil para el tipo problema que trataremos. Las interrogantes que debemos considerar son: ¿a qué distancia debemos colocar un material fotosensible? y ¿con cuál de las formulaciones podemos calcular la perturbación resultante a esa distancia?

Las teorías de difracción tienen hasta cierto punto un grado de complejidad muy alto. Resolver las ecuaciones de cada teoría es un trabajo complejo cuando realizamos el cálculo de la perturbación resultante por un gran número de rendijas de difracción. Para disminuir los cálculos a elaborar; los autores de cada una de las teorías de difracción realizaron aproximaciones que reducirían el cálculo numérico. Aunque debido a éstas aproximaciones y algunos errores realizados; se limita el uso de las teorías de difracción para ciertas distancias determinadas entre el plano de observación y la rendija de difracción.

La Figura 2.10 nos muestra que la ecuación de Rayleigh-Sommerfeld puede calcular la perturbación difractada después de unas cuantas longitudes de onda de separación y hasta el infinito entre la rendija y el plano de observación. La ecuación de *Fresnel* o también conocida como de *campo cercano* puede calcular la difracción a poca distancia de separación entre la rendija y el observador, en cambio, la aproximación de *Fraunhofer* o de *campo lejano* es útil para separaciones muy grandes o casi infinitas [43]. La Figura 2.11 muestra el alcance de cada una de las teorías de difracción.

2.4.1.4 Teoría del espectro angular de ondas planas (EAOP).

La teoría del Espectro Angular de Ondas Planas (EAOP) construye soluciones exactas de la ecuación de Helmholtz mediante la superposición de ondas planas. En este caso se cambian las condiciones de frontera del cálculo de la difracción por la transformada de Fourier, lo que proporciona las amplitudes de las ondas planas que se propagan en todas las direcciones del espacio. Con ésta solución los radios de las ondas esféricas (r) son eliminados, lo que hace posible realizar los cálculos del campo difractado a distancias demasiado cercanas. La EAOP

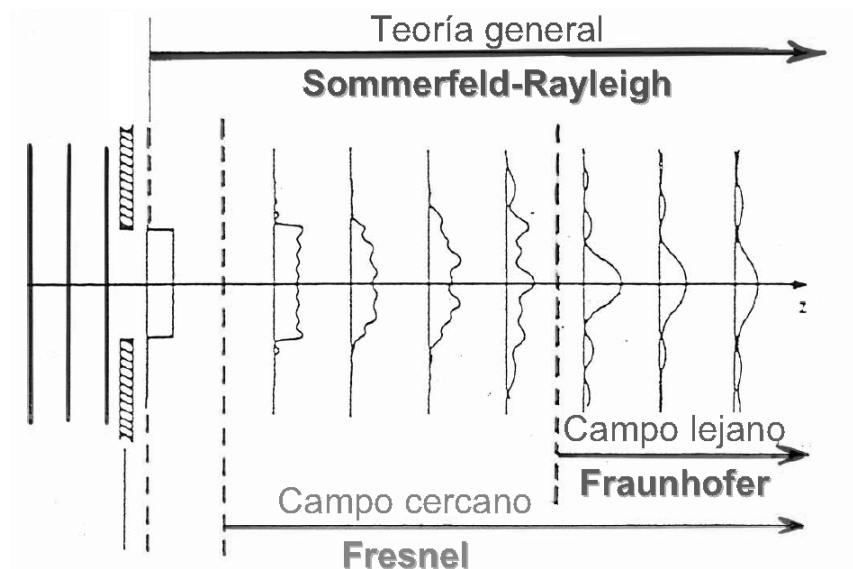


Figura 2.10 Dominio de las teorías de difracción.

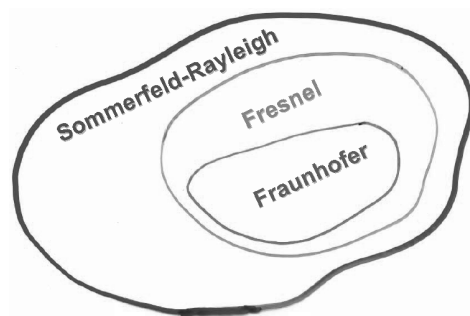


Figura 2.11 Esquema de conveniencia de las aproximaciones de las teorías de difracción.

afirma que se puede encontrar una solución de la ecuación de Helmholtz [Ecuación (2.3)] en término de ondas planas. La solución de Helmholtz en términos de la suma de ondas planas esta dada po [44]:

$$U(x, y, z) = \iint E(f_x, f_y) \exp [i2\pi(f_x x, f_y y + f_z z(x, y))] df_x df_y, \quad (2.17)$$

donde U es la perturbación resultante, E es la amplitud de la onda de entrada, las variables f_x, f_y y f_z son las frecuencias espaciales y representan físicamente las direcciones de propagación

de las ondas difractadas, z es la distancia de separación entre el plano de origen y el plano de observación [44].

La Ecuación (2.17) también puede escribirse como una FFT en 2 dimensiones. La teoría de Huygens-Fresnel que implica un cálculo intensivo de las distancias entre cada punto del mapeo de la onda luminosa y el plano de observación implica un gran cálculo numérico lo que aumenta el tiempo de procesamiento. En cambio al utilizar la FFT hace que obtengamos resultados precisos, ágiles y eficientes para el cálculo de la difracción en campo cercano [44].

Resolviendo la Ecuación (2.16) de Rayleigh-Sommerfeld utilizando la Ecuación (2.17) de Helmholtz con la EAOP da como resultado la Ecuación (2.18) [45]:

$$U(x, y, z) = u \int \int \hat{u}(f_x, f_y) \exp \left[\left(\frac{-i2\pi z}{\lambda} \right) \times (1 - \lambda^2 f_x^2 - \lambda^2 f_y^2)^{1/2} \right] \times \exp[-i2\pi(f_x x, f_y y)] df_x df_y, \quad (2.18)$$

donde U es el plano del campo de salida, \hat{u} es la transformada de Fourier de la perturbación de entrada, f_x y f_y son las frecuencias espaciales que indican la propagación en las direcciones x e y , y z [45].

La Ecuación (2.18) discretizada tiene la siguiente forma [45]:

$$\begin{aligned} U_{p+1}(\Delta'_x, \Delta'_y, z) &= A_{p+1}(\Delta'_x, \Delta'_y, z) \exp \left[i\varphi_{p+1}(\Delta'_x, \Delta'_y, z) \right] \\ &= \mathfrak{S}^{-1} \left(\mathfrak{S} \left\{ [I_p(m\Delta_x, n\Delta_y)]^{\frac{1}{2}} \exp[i\varphi_p(m\Delta_x, n\Delta_y)] \right\} \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left[\left(\frac{-i2\pi z}{\lambda} \right) \left(1 - \frac{\lambda^2 m^2}{\Delta_x^2} - \frac{\lambda^2 n^2}{\Delta_y^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Capítulo 3

Holografía digital en línea (HDL).

Con la holografía es posible considerar tanto la amplitud como el término de fase de una onda luminosa para generar imágenes tridimensionales (3D). En la generación de imágenes 3D es de suma importancia recuperar la fase que se pierde cuando se implementan sensores de captura de imagen convencionales. La recuperación de fase, como su nombre lo indica, trata de reconstruir la fase; que en nuestro caso es la fase de un frente de onda propagado por un objeto. Existe un gran número de métodos para la recuperación de fase, cada uno con sus características y complicaciones individuales, pero debido a la configuración del sistema óptico de HDL el método de recuperación de fase por propagación de onda es el más conveniente. En el método de recuperación de fase se utiliza la ecuación de difracción de onda de Rayleigh-Sommerfeld resuelta con la teoría de EAOP; que ha demostrado ser una técnica sencilla de implementar computacionalmente.

En el actual capítulo se explicará el funcionamiento del método de recuperación de fase, y las diferentes etapas del sistema de HDL, entre otras cuestiones de interés.

3.1 Descripción del sistema óptico.

Los sistemas ópticos de HD convencionales emplean dos haces de luz para formar el patrón de interferencia y generar el holograma, aunque, métodos avanzados en HD emplean un sólo haz de luz para crear un holograma. En la configuración del sistema óptico se utiliza un difusor para generar un campo speckle y crear los patrones de interferencia que serán registrados y almacenados como patrones de intensidades por un CCD, posteriormente, los patrones captados

serán empleados en la etapa de reconstrucción para rehacer el frente de onda que originalmente fue propagado por el objeto; es de interés reconstruir éste frente de onda ya que al ser propagado por un objeto contiene las características físicas de éste en su perfil de onda. Los métodos avanzados en HD están basados en la recuperación de fase mediante la propagación de onda y la utilización de métodos iterados [32, 45, 46, 47].

3.1.1 Principales características del sistema óptico.

El sistema óptico de la HDL toma en cuenta el criterio mínimo del muestreo de Nyquist; que define que el tamaño del speckle Δ_{trans} que puede ser registrado por el CCD, y por lo tanto, el tamaño del objeto que puede ser reconstruido; debe ser del doble del tamaño del pixel Δ_x del CCD, lo que significa que [47]:

$$\Delta_{trans} = 2\Delta_x. \quad (3.1)$$

El registro de los patrones de intensidades del speckle comenzará en la distancia Z_0 del difusor y está dada por [47]:

$$Z_0 = \frac{\Delta_{trans}D}{\lambda}, \quad (3.2)$$

donde D es el tamaño del sensor CCD, que es iluminado por una fuente de luz de una determinada longitud de onda (λ).

El incremento de la distancia en el eje z para realizar el siguiente registro de intensidad, es decir, Δ_Z , está determinado por [47]:

$$\Delta_Z = 8\lambda \left(\frac{Z_0}{D} \right)^2. \quad (3.3)$$

Una investigación reciente realizada por Percival Almoró demuestra que con 20 registros de los patrones de intensidades de speckle es posible reconstruir de manera óptima la fase de un frente de onda propagado [45].

3.1.2 Etapa de grabado.

La Figura 3.1 muestra la configuración de la etapa de grabado del sistema óptico de la HDL.

El proceso comienza haciendo incidir un frente de onda de un haz de luz coherente sobre un objeto de fase (objeto semi-transparente) o de amplitud. Para ser más exacto: tenemos un frente de onda plano que incide sobre el objeto de fase, que al ser difractado por este, cambia su perfil de onda según las propiedades físicas del objeto con el que interactúa y lo propaga por el espacio. El nuevo frente de onda continuará su camino propagándose hasta llegar a una máscara de amplitud aleatoria (difusor) que modificará el perfil de onda en altas frecuencias para ser captadas por el CCD. El CCD almacenará y registrará una serie de intensidades ($I_1, I_2, I_3, \dots, I_N$) del campo speckle a diferentes distancias en la dirección de propagación del haz difractado por el objeto, donde definimos N como el número de registros de intensidad [32, 39].

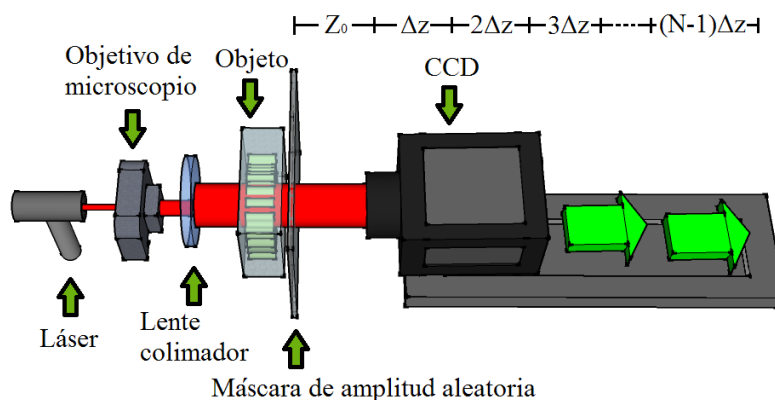


Figura 3.1 Etapa de grabado de la HD en línea.

Las diferentes intensidades de los registros de patrones de speckle serán necesarios para la recuperar el término de fase en la etapa de reconstrucción.

3.1.3 Etapa de reconstrucción.

Las etapas de reconstrucción de los diferentes tipos o métodos de holografía suelen no ser iguales, pero todas coinciden en reconstruir el frente de onda completo (en amplitud y fase) del objeto que fue registrado.

La etapa de reconstrucción emplea los diferentes patrones de intensidades del campo de luz difractado mediante un método iterado o recursivo donde se emplea la ecuación de difracción de Rayleigh-Sommerfeld [Ecuación (2.16)], para reconstruir el frente de onda completo en amplitud y fase.

El método iterado inicia con una fase aleatoria constante ϕ_1 que será multiplicada por la amplitud $A_1 = \sqrt{I_1}$ proveniente del primer registro del nivel de intensidad del campo difractado, éste primer registro será realizado a una distancia Z_0 después del objeto de fase. La amplitud A_1 y la fase ϕ_1 se combinarán para generar el frente de onda (número complejo) $U_1 = A_1 \exp(i\phi_1)$ que será propagado con la ecuación de difracción de Rayleigh-Sommerfeld discretizada [Ecuación (2.19)] y resuelta con la EAOP, hasta la posición $Z_0 + \Delta Z$. Del resultado de la propagación U'_1 extraemos el término de fase ϕ'_1 y será renombrado como ϕ_2 , este nuevo término de fase que junto con la amplitud $A_2 = \sqrt{I_2}$ (segundo registro del campo difractado en la etapa de grabado) servirán para generar el frente de onda (expresión compleja) $U_2 = A_2 \exp(i\phi_2)$, que será propagado hasta $Z_3 = z_0 + 2\Delta Z$. Este proceso se repite hasta tener la última fase recuperada ϕ'_{N-1} de la propagación del frente de onda U'_{N-1} . La fase recuperada ϕ'_{N-1} será renombrada como ϕ_N , donde N es el número de patrones de intensidades registrados por el CCD.

El frente de onda compuesto por la fase final ϕ_N y la amplitud $A_N = \sqrt{I_N}$ será propagado de regreso (con la EAOP) hasta la distancia Z_0 para iniciar una iteración, es decir; propagamos el frente de onda (número complejo) $A_N \exp(i\phi_N)$ hasta la posición original donde ubicamos el primer registro de intensidades I_1 . La fase recuperada ϕ'_N de la propagación de regreso en la ubicación de I_1 será renombrada como ϕ_1 y se repetirá todo el proceso de propagación hasta I_N . El proceso iterado para la recuperación de fase será terminado hasta cumplir con un determinado número M de iteraciones (repeticiones) o al observar una determinada similitud de la fase reconstruida con la fase del objeto utilizado. Para la reconstrucción final del frente de onda debemos realizar la propagación hasta la ubicación original de objeto ($Z_0 + (N - 1)\Delta Z$) [32, 45, 46, 47].

Capítulo 4

Trabajo realizado y resultados.

En el capítulo anterior se explicaron los principales parámetros a considerar para que el sistema óptico de HDL funcione correctamente. En el actual capítulo se presenta la comparación de los resultados simulados y los obtenidos experimentalmente (implementado el sistema óptico holográfico).

Hoy en día, las computadoras tienen la capacidad para desarrollar de forma simulada cualquier proceso físico que pueda ser descrito matemáticamente. El simular un proceso o sistema físico en una computadora nos permite conocer los resultados a los que se llegaría si éste fuera construido físicamente. Al tener la simulación de un evento en un ordenador podemos confirmar o rechazar los resultados que obtengamos de ese evento en específico en el mundo real. Cuando se desarrolla una investigación siempre será de importancia conocer con antelación si los resultados que se obtienen experimentalmente son los que se buscan o se esperan de acuerdo al desarrollo matemático realizado.

4.1 Simulación.

La simulación del sistema óptico de la HDL permite considerar características que no se pueden lograr en la realidad. La simulación nos permite por ejemplo, trabajar y conocer el comportamiento de un sistema óptico en condiciones ideales.

4.1.1 Simulación de la etapa de grabado.

La simulación de la etapa de grabado de un sistema óptico de la HDL es relativamente sencilla y el código para generar el algoritmo es muy reducido, pero se requiere del entendimiento de varios fenómenos ópticos.

Los parámetros de entrada que se consideran en la simulación corresponden a los componentes y características del sistema óptico HDL que se podría implementar experimentalmente en el laboratorio:

- Longitud de onda del láser: $\lambda = 632.8\eta m$.
- Tamaño del pixel del CCD: $5.2\mu m^2$.
- Total de pixeles en el CCD: 1024×1024 Pixeles.
- El tamaño del sensor (D) es de $1024 * 5.2\mu m = 5.3mm$.
- El Δ_{trans} indica el mínimo tamaño de la partícula que puede detectar el CCD, que es: $\Delta_{trans} = 2 * 5.2\mu m = 10.4\mu m$ [de acuerdo con la Ecuación (3.1)].
- La distancia entre el objeto y la primera captación de intensidad de speckle es de: $Z_0 = 10.4\mu m * 5.3\mu m / 632.8\eta m = 87.5mm$ [de acuerdo con la Ecuación (3.2)].
- El avance del CCD en el eje "Z" es de: $\Delta_Z = 8 * 632.8\eta m * (87.5mm / 5.3\mu m)^2 = 1.3mm$ [de acuerdo con la Ecuación (3.3)].
- Las intensidades tomadas del campo speckle: 20 intensidades (de acuerdo a Percival Almoró [45]).
- Las iteraciones realizadas por el método iterado: 5 iteraciones (de acuerdo a Percival Almoró [45]).

El algoritmo de simulación de la etapa de grabado y la etapa de reconstrucción se desarrolló en el software de programación MatLab 2011a. El proceso en forma computacional en estas dos etapas es ilustrado por dos diagramas de flujo, la Figura 4.5 describe la etapa de grabado y la Figura 4.7 ilustra la etapa de reconstrucción.

4.1.1.1 Generación del objeto de fase simulado.

Para generar el objeto de fase se simuló una lente compleja con una morfología especial. El objeto tiene un largo y un ancho de $5.3\mu m$ y una altura de $2.34\mu m$. El objeto generado numéricamente puede observarse en la Figura 4.1.

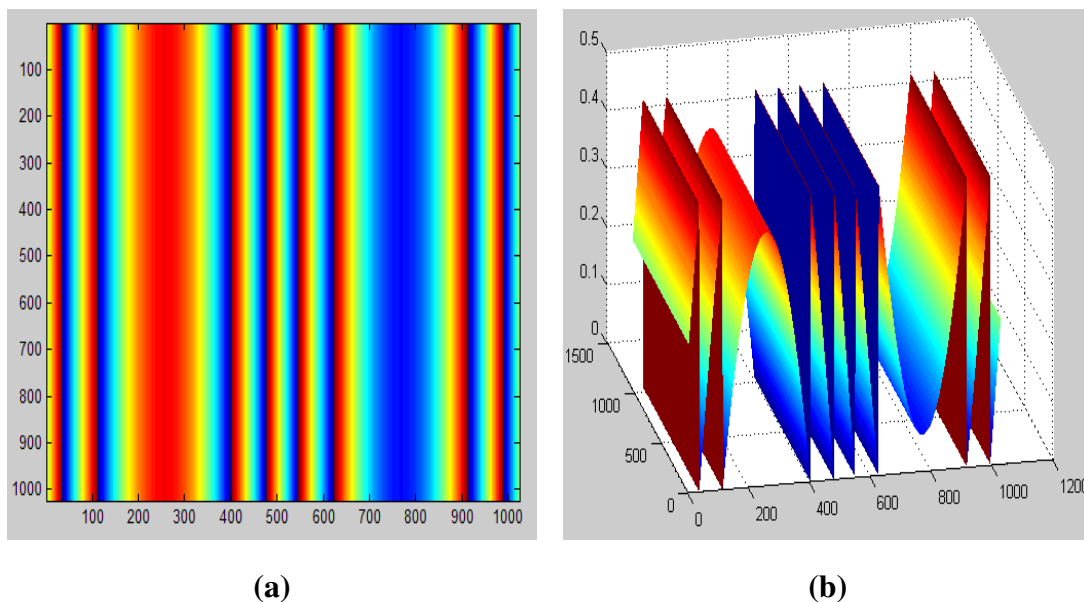


Figura 4.1 Objeto de fase generado numéricamente. Vista: (a) 2D, (b) 3D.

Una vez generado el objeto de fase se simula un frente de onda plano de $5.3\mu m^2$, que se hace incidir sobre una lente numéricamente simulada. Una vez modificada la fase del frente de onda; debido a la morfología del objeto (ver Figura 4.2), este se propagará hacia la máscara de amplitud aleatoria, con el fin de generar un campo speckle.

4.1.1.2 Máscara de amplitud aleatoria.

La máscara de amplitud aleatoria (Figura 4.3) consiste en un pixelado de diferentes valores en escala de grises. Su funcionamiento consiste en generar diferentes fuentes puntuales distribuidas uniformemente que interferirán entre ellas y generarán un campo speckle. El uso de la máscara tiene como objetivo disminuir la distancia total del grabado de las intensidades de los patrones de difracción, aumenta la precisión y permite obtener una mayor convergencia en

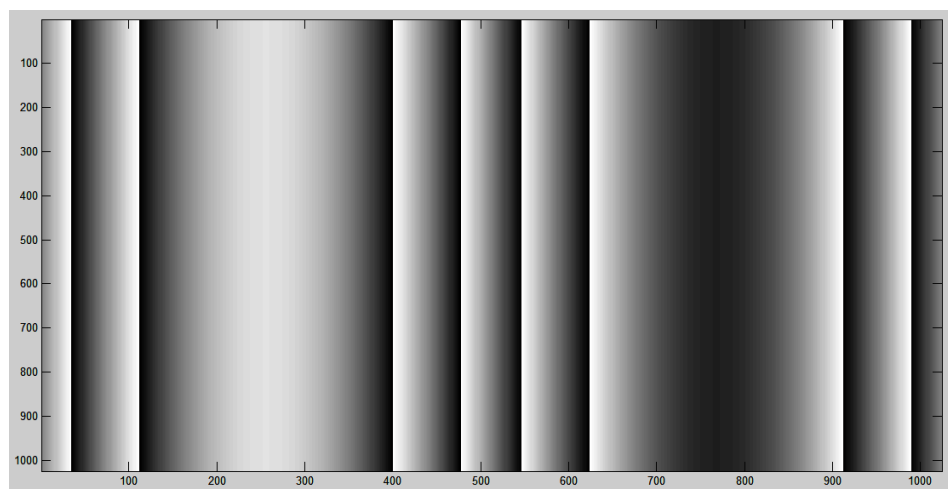


Figura 4.2 Frente de onda propagado por el objeto de fase.

el cálculo del término de fase. La máscara transforma las bajas frecuencias en altas frecuencias de variaciones de intensidad que son más fáciles de detectar por el CCD [32].

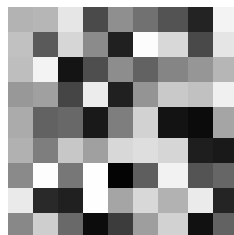


Figura 4.3 Ejemplo de máscara de amplitud aleatoria de 9x9 píxeles.

Se realizaron una serie de estudios y pruebas para determinar con cuál máscara (de amplitud aleatoria o de amplitud binaria) se obtienen mejores resultado. En base a los resultados observados, fue que se pudo definir el tipo de máscara y las características de la misma; para tener mejores resultados en la reconstrucción del frente de onda.

La interacción del frente de onda y la máscara de amplitud se puede describir como: cada pequeña superficie del frente de onda se multiplica por su correspondiente pequeño cuadro de la máscara de amplitud aleatoria, es decir, el tamaño del frente de onda es de 1024×1024 píxeles y cada superficie se multiplica por su respectivo cuadro de la máscara que tiene un

tamaño también de 1024×1024 píxeles. El frente de onda generado se puede observar en la Figura 4.4.

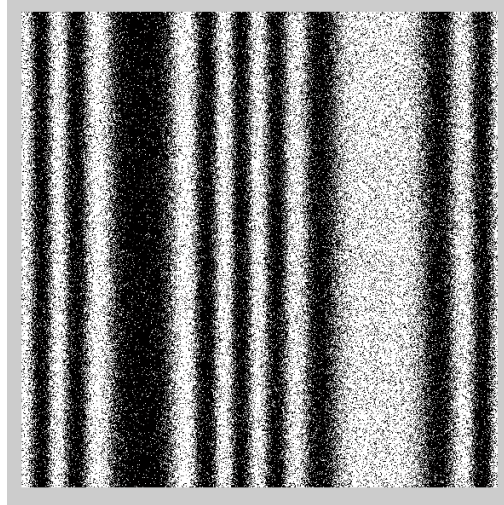


Figura 4.4 Frente de onda propagado después de la máscara de amplitud aleatoria.

El frente de onda a la salida de la máscara de amplitud aleatoria es propagado con la ecuación de difracción de Rayleigh-Sommerfeld de acuerdo con la EAOP discretizada [Ecuación (2.19)] hasta el valor de la distancia Z_0 , a ésta distancia calculamos y registramos la irradiancia (I_1) del frente de onda. Después con esa misma Ecuación (2.19) propagamos el frente de onda hasta la posición $Z_0 + \Delta_Z$, y calculamos y registramos la irradiancia (I_2). Lo anterior, se hace hasta tener registradas N número de intensidades del perfil de onda propagado, en la simulación se registraron un número de $N = 20$ intensidades del frente de onda.

El diagrama de flujo de la Figura 4.5 representa lo realizado en la etapa de grabado.

4.1.2 Simulación de la etapa de reconstrucción.

La etapa de reconstrucción simulada en el ordenador atiende lo explicado en la sección 3.1.3, y se ilustra en el diagrama de flujo de la Figura 4.7, aunque a continuación se describirá en forma computacional lo que se programó en el algoritmo de la etapa de reconstrucción de la HDL simulada.



Figura 4.5 Diagrama de flujo de la etapa de grabado.

El algoritmo de la etapa de reconstrucción se inicia generando un número aleatorio que significa la fase aleatoria ϕ_1 , ésta es multiplicada por la intensidad I_1 que fue generada numéricamente en la etapa de grabado simulada, a la distancia calculada Z_0 [Ecuación (3.2)] del objeto. El número complejo $U_1 = \sqrt{I_1} \exp(i\phi_1)$ resultante por la multiplicación de I_1 y ϕ_1 será

propagado con la Ecuación (2.19) a la distancia Δ_Z [Ecuación (3.1)]. Una vez obtenido el resultado de la propagación (número complejo U'_1) desechamos la parte “*real*” (I'_1) y guardamos el término (ϕ'_1), para después renombrarlo como ϕ_2 . Después creamos el número complejo ($U_2 = \sqrt{I_2} \exp(i\phi_2)$) entre I_2 y ϕ_2 y lo propagamos con la Ecuación (2.19) hasta la posición de $Z_3 = z_0 + 2\Delta_Z$ del objeto, y se continua con el proceso de propagación, recuperación y cambio de nombre del término de fase hasta generar el último número complejo (U_{20}) originado por la intensidad I_{20} y ϕ_{20} .

Cuando se genera el frente de onda $U_{20} = \sqrt{I_{20}} \exp(i\phi_{20})$, este es propagado hasta la ubicación donde se realizó el primer registro de intensidades (I_1). Del último número complejo se recupera la fase ϕ'_{20} y se le cambia el nombre a ϕ_1 (primera iteración) y continuamos con todo el proceso de generación y propagación del frente de onda. De acuerdo a la literatura se pueden obtener resultados óptimos con $M = 5$ iteraciones [45].

En la Figura 4.6 observamos la fase recuperada al final de cada iteración.

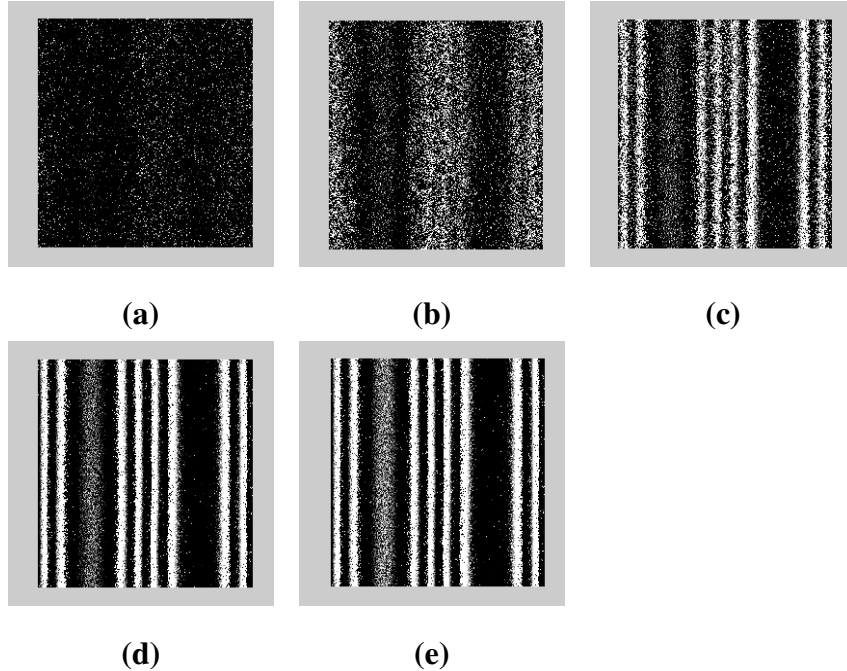


Figura 4.6 Fase recuperada del objeto de la Figura 4.1 al finalizar la iteración: (a) 1, (b) 2, (c) 3, (d) 4, (e) 5.

La Figure 4.7 ilustra el diagrama de flujo de la etapa de reconstrucción simulada. Por otro lado, en el apéndice B se muestra el código del algoritmo desarrollado para la etapa de reconstrucción.

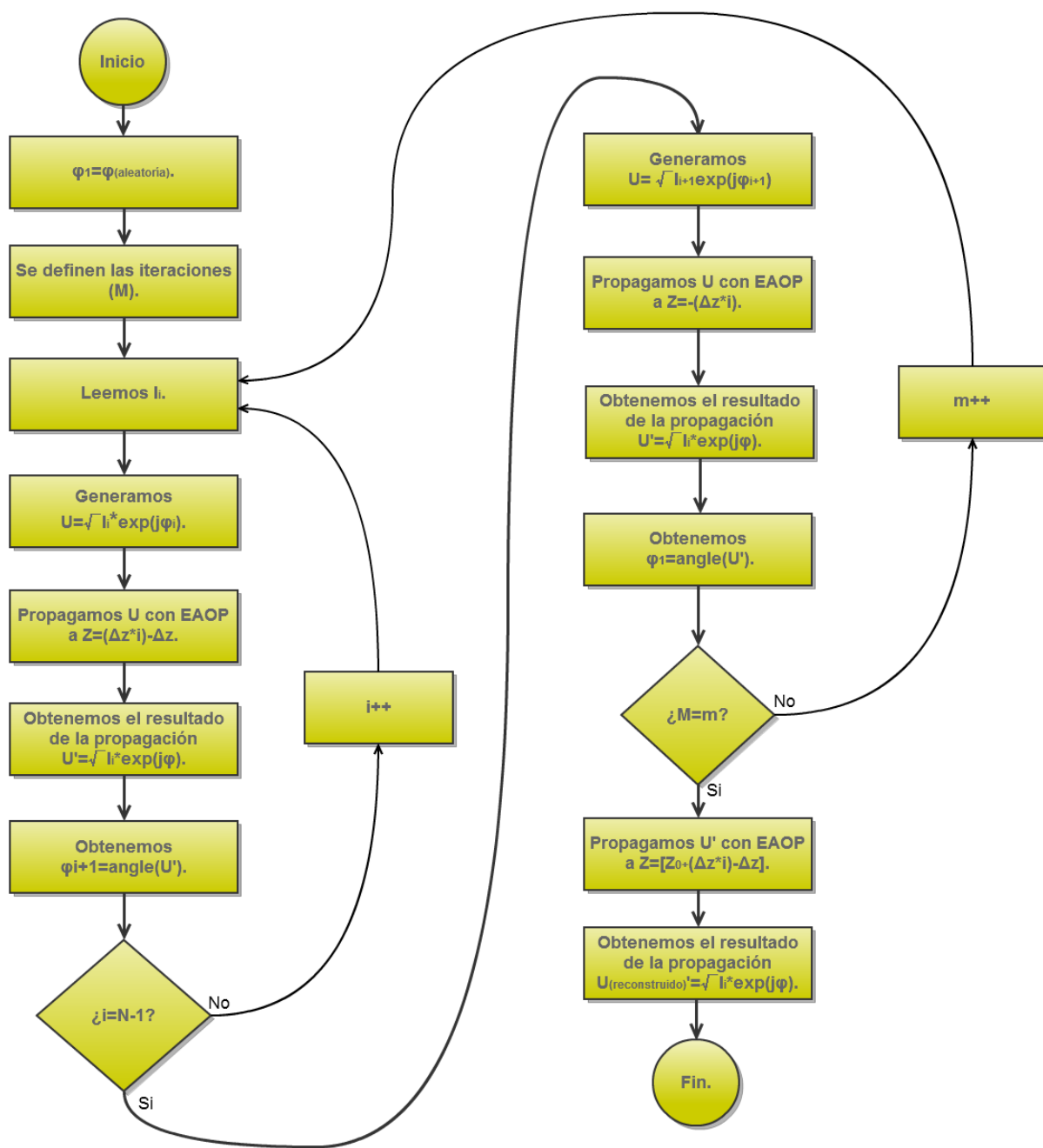


Figura 4.7 Diagrama de flujo de la etapa de reconstrucción.

4.1.3 Resultados de la simulación.

La Figura 4.1 muestra el objeto de entrada en el algoritmo de simulación, y cuyo resultado de la reconstrucción del frente de onda puede observarse en la Figura 4.8. El tiempo para el proceso de reconstrucción del objeto fue de 43.24 segundos. El objeto reconstruido tiene un ancho y alto de 1024×1024 pixeles equivalentes a 5.3mm^2 .

Los resultados expuestos de la simulación se realizaron utilizando un ordenador con un procesador Intel(R) Core(MT) i7 Cpu Q 720 1.6 GHz, 4.00 GB de memoria RAM y el sistema operativo Windows Ultimate de 64 bits con Service Pack 1 instalado.

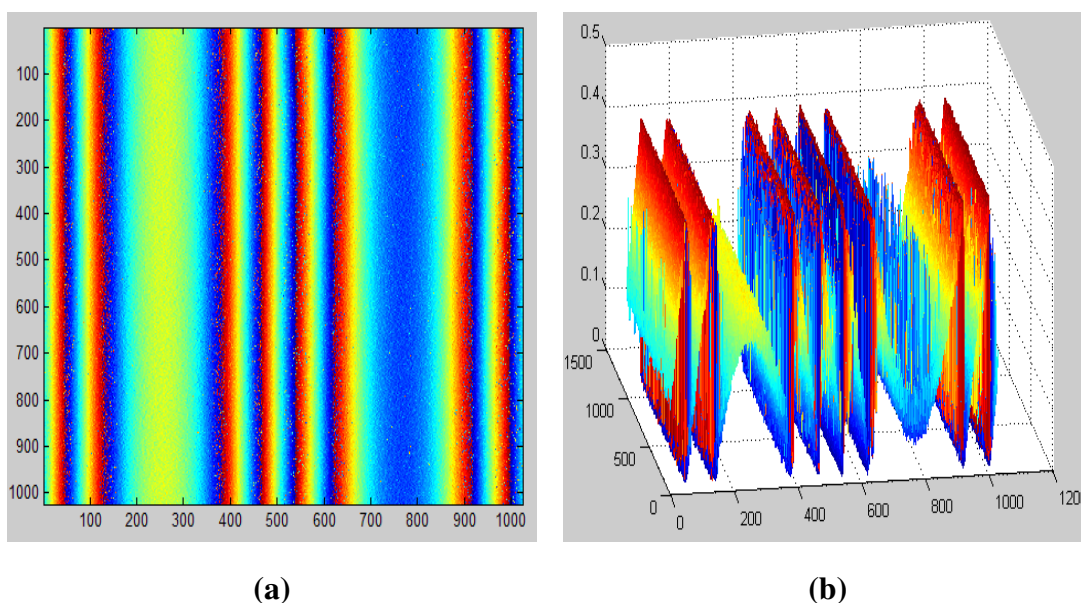


Figura 4.8 Objeto de fase (Figura 4.1) reconstruido. Vista: (a) 2D, (b) 3D.

4.2 Desarrollo experimental.

Ya se ha hablado de la importancia del desarrollo de una simulación del proceso realizado por el sistema óptico para la generación de hologramas en un ordenador. Hay que tomar en cuenta que no siempre las simulaciones lanzan resultados muy creíbles y congruentes con los obtenidos en la realidad; esto se debe a que las simulaciones en un ordenador expresan

condiciones ideales que son difíciles de alcanzar en la realidad a un 100%. Entonces, la implementación de los sistemas ópticos en laboratorio es una opción para comprobar y validar los resultados arrojados por una simulación, y corroborar si los algoritmos propuestos modelan adecuadamente el procesamiento óptico.

4.2.1 Etapa de grabado experimental.

El sistema óptico implementado en laboratorio (Figura 4.9) es sumamente sencillo y no requiere de un número muy elevado de dispositivos ópticos para registrar las intensidades ($I_1, I_2, I_3, \dots, I_N$) del frente de onda propagado por el objeto (de fase o de amplitud). La Figura 4.9 muestra el sistema óptico implementado en laboratorio en donde se puede apreciar los dispositivos ópticos utilizados, dichos dispositivos son: un láser, un expansor de haz de luz, o en su defecto; un objetivo de microscopio y una lente colimadora. También, como elementos ópticos se ocupará un CCD y un riel milimétrico de transición de viaje largo, además de una mesa óptica y un cuarto oscuro.

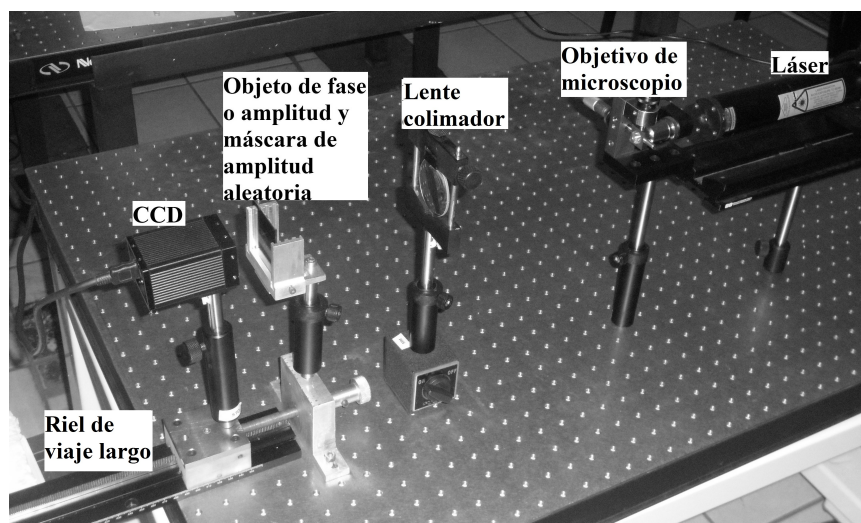


Figura 4.9 Etapa de grabado del sistema HDL implementado en laboratorio.

4.2.1.1 Características de los dispositivos ópticos.

Láser He-Ne: Modelo 1144/*P* de Helio-Neón del fabricante JDS Uniphase, de una longitud de onda de $\lambda = 632.8\eta m$.

Objeto de fase: Se utilizaron diferentes objetos de prueba de amplitud. Uno de los objetos utilizados fue una tarjeta USAF RES-1 del fabricante Newport (Figura 4.10).

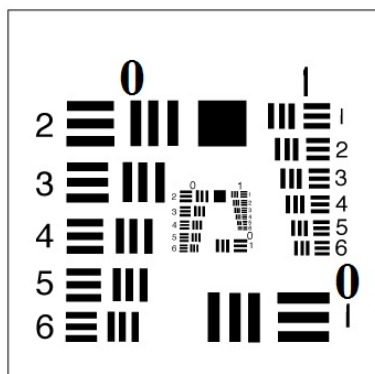


Figura 4.10 Tarjeta USAF RES-1.

Se implementaron algunas imágenes impresas en materiales translúcidos (fingiendo objetos de fase) para obtener otros resultados. Las imágenes de prueba pueden ser vistas en la Figura 4.11.

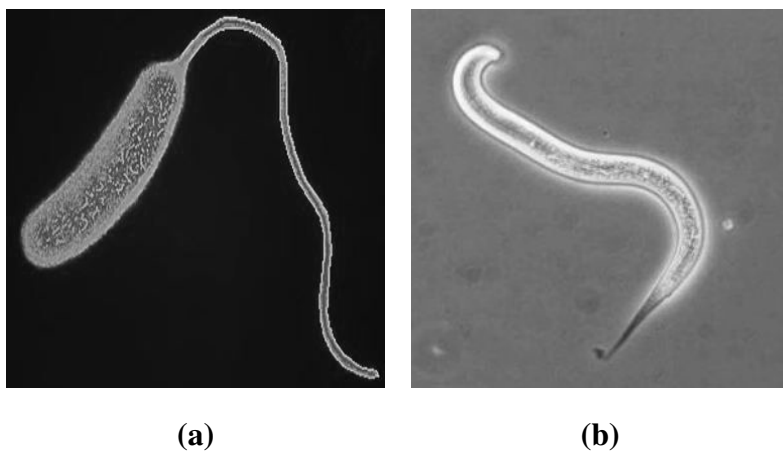


Figura 4.11 (a) Imagen de la primera muestra. (b) Imagen de la segunda muestra.

La Figura 4.12 muestra la impresión de una de estas dos últimas muestras ($6mm^2$) colocada en una porta-diapositiva.

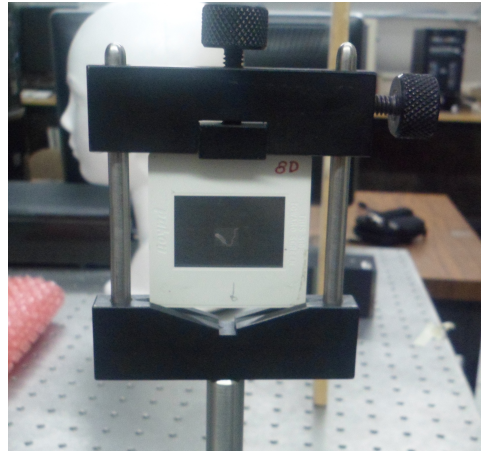


Figura 4.12 Muestra colocada en porta-diapositiva.

Máscara de amplitud aleatoria: La máscara de amplitud aleatoria consta de un cuadrículado de 1900×1900 pixeles aleatorios en escala de grises, cada pequeño pixel de la máscara tiene una dimensión aproximada de $5.3\mu m^2$. Un cuadrículado de 1900×1900 pixeles en escala de grises fue impreso en un papel de un tamaño de $1.20m^2$, el cual fue fotografiado utilizando una película fotográfica ASA 400 de 35 mm en $1cm^2$ del negativo fotográfico. La máscara de amplitud aleatoria construida fue colocada en una porta-diapositiva.

Charge-Coupled Device (CCD): Para el grabado de las intensidades de luz difractada por la máscara de amplitud se utilizó una cámara CCD LW1.3S1394 FireWire^{MT} de la serie LightWise del fabricante Imaging Solutions Group. La cámara cuenta con una resolución de 1300×1024 pixeles, y cada pixel tiene un tamaño de $5.2\mu m^2$. Se retiró la lente de enfoque de la cámara CCD; ya que se requiere registrar directamente en el sensor CCD el frente de onda propagado, sin que haya ningún dispositivo o lente que modifique el perfil del frente de onda proveniente del objeto.

La cámara CCD se colocó encima del riel milimétrico de transición de viaje largo. La distancia entre el sensor CCD y la máscara de amplitud aleatoria (Z_0) es la calculada

con la Ecuación (3.2): $Z_0 = 87.5mm$. Teóricamente los incrementos en la distancia entre cada uno de los registros de intensidad según el cálculo de Δ_Z [Ecuación (3.3)] es de $1.36mm$, aunque experimentalmente los desplazamientos fueron redondeados a aproximadamente $2mm$ entre cada registro de intensidad. Podemos observar el CCD empleado y montado en el riel de viaje largo en la Figura 4.9.

Fire-i IMAQ: Con el fin de controlar algunos de los parámetros de la captación de imágenes del CCD, se utilizó el adaptador Fire-i IMAQ que proporciona soporte para las cámaras CCD del fabricante Imaging Solutions Group. Este software permite controlar por completo los formatos de captura de la cámara: resolución de funcionamiento y los parámetros de desempeño del controlador (ubCore) del CCD. El Fire-i IMAQ, además permite modificar dichos parámetros de configuración mediante el agregado de funciones a la Toolbox de adquisición de imágenes (imaqtool) de Matlab.

Los principales parámetros configurados en el imaqtool fueron: la resolución del registro de la imágenes de 1024×1024 pixeles, la toma de las imágenes en escala de grises, el tiempo de integración; que puede variar según el tamaño del objeto y la reconstrucción obtenida.

Técnicamente, la etapa de reconstrucción experimental es la misma que en la etapa de reconstrucción simulada, la única diferencia radica en que en la etapa de grabado simulada el objeto de fase y las intensidades almacenadas son generadas numéricamente por el ordenador, mientras que en la etapa de grabado experimental se utilizaron las intensidades registradas por el CCD en el laboratorio.

4.2.2 Resultados experimentales.

La Figura 4.10 muestra uno de los objetos utilizados; que fue una Tarjeta USAF RES-1, dicha tarjeta cuenta con varias líneas paralelas y horizontales de distintas dimensiones. Para el registro de intensidades se utilizó una sección de la USAF; las líneas horizontales y las verticales de los números 2 y 3 del grupo 0 de números (ver Figura 4.13). La USAF tiene un tamaño de $50mm \times 50mm \times 1.5mm$, de los cuales sólo serán captados $5.3mm^2$ (dimensiones

que el CCD llega a captar sin lente de enfoque). Los parámetros de configuración usados en el software Fire-i IMAQ son los siguientes: un valor de 7 en el de valor de autoexposición (Auto_Exposure_Value) y un valor de 0.001001 en el parámetro de disparo absoluto (Shutter_Absolute_Value). El tiempo del proceso de reconstrucción es aproximadamente de 31.95 segundos. Los resultados pueden ser vistos en las Figuras 4.14 y 4.15.

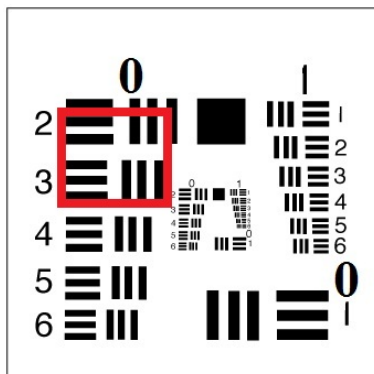


Figura 4.13 Franjas captadas por el CCD.

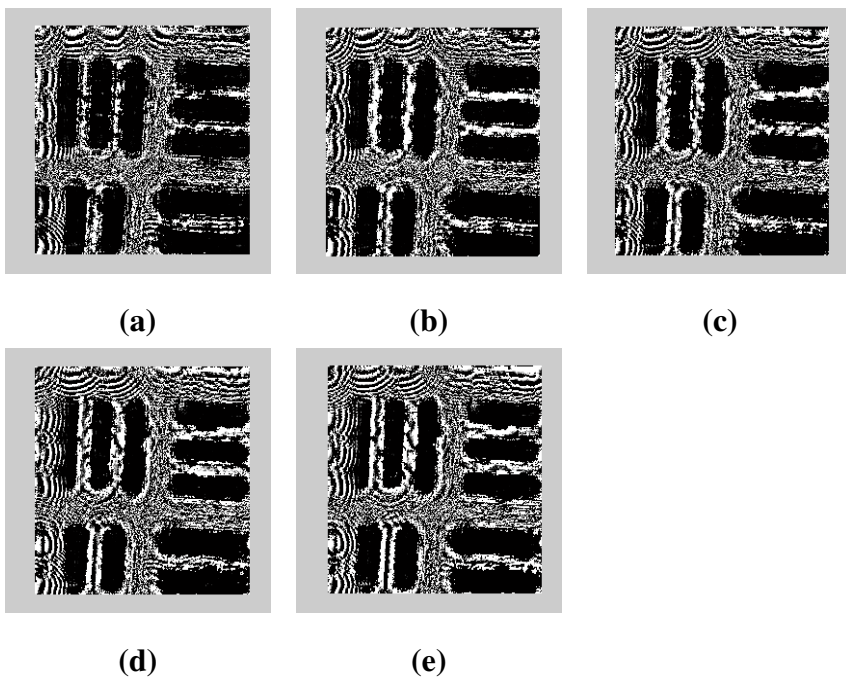


Figura 4.14 Fase recuperada del objeto enmarcado en la figura 4.13 de la USAF al finalizar la iteración: (a) 1, (b) 2, (c) 3, (d) 4, (e) 5.

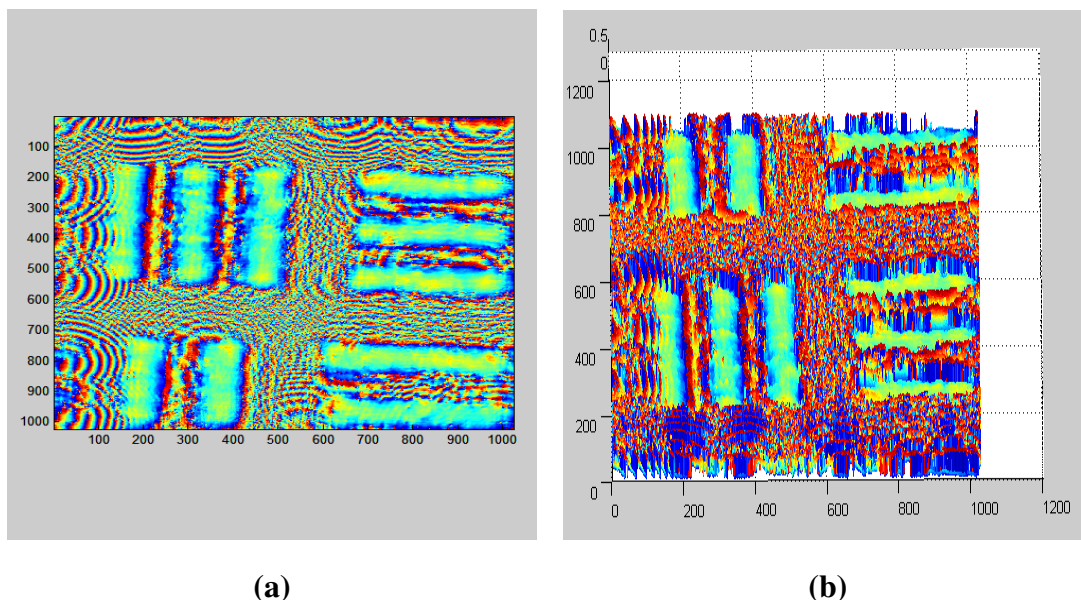


Figura 4.15 Objeto de prueba de la Figura 4.13, imagen reconstruida después de 5 iteraciones, vista: (a) 2D, (b) 3D.

Para el registro de las intensidades de los objetos de prueba de la Figura 4.11, los parámetros de autoexposición se modificaron según el objeto utilizado; para contrarrestar el nivel de intensidad luminosa registrado por el CCD.

Con el objeto de la Figura 4.11(a) se modificó el valor de autoexposición en el CCD a 80. Los resultados obtenidos en la reconstrucción fueron dados con 5 iteraciones y con un desplazamiento aproximado de $\Delta_z = 2mm$, la reconstrucción del objeto fue realizada en un tiempo total de 64.58 segundos. La reconstrucción de la primera muestra puede observarse en la Figura 4.16.

El objeto de la Figura 4.11(b) se registro usando un valor de 50 en la autoexposición en los parámetros de configuración del CCD. Se usaron 2 iteraciones y desplazamientos aproximados a $\Delta_z = 2mm$. El tiempo total de reconstrucción fue de 13.89 segundos. La Figura 4.17 muestra los resultados de la reconstrucción.

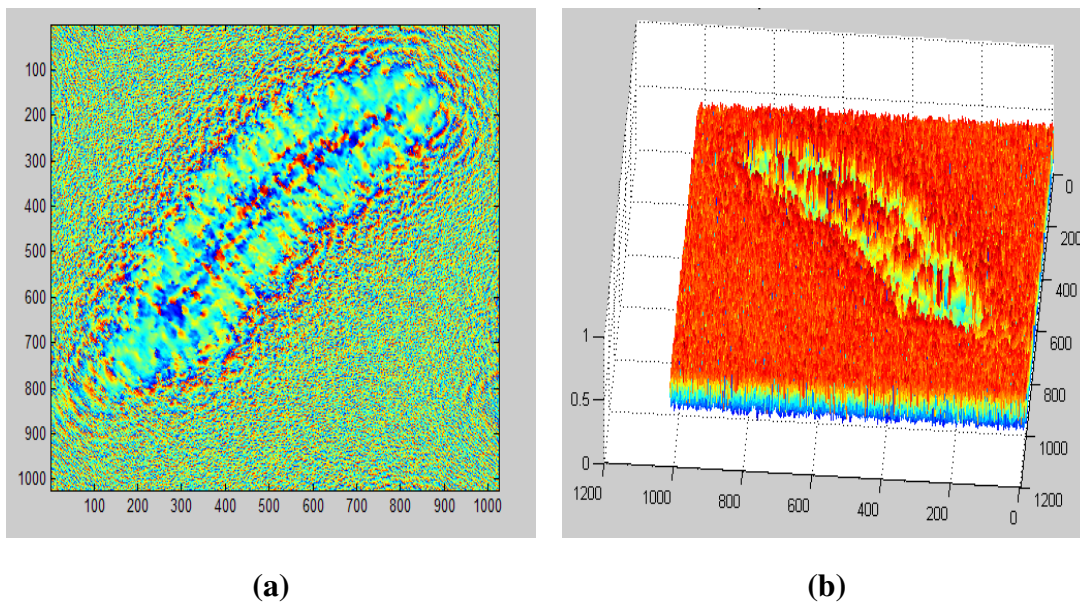


Figura 4.16 Fase recuperada del objeto de la Figura 4.11(a). Vista: (a) 2D, (b) 3D.

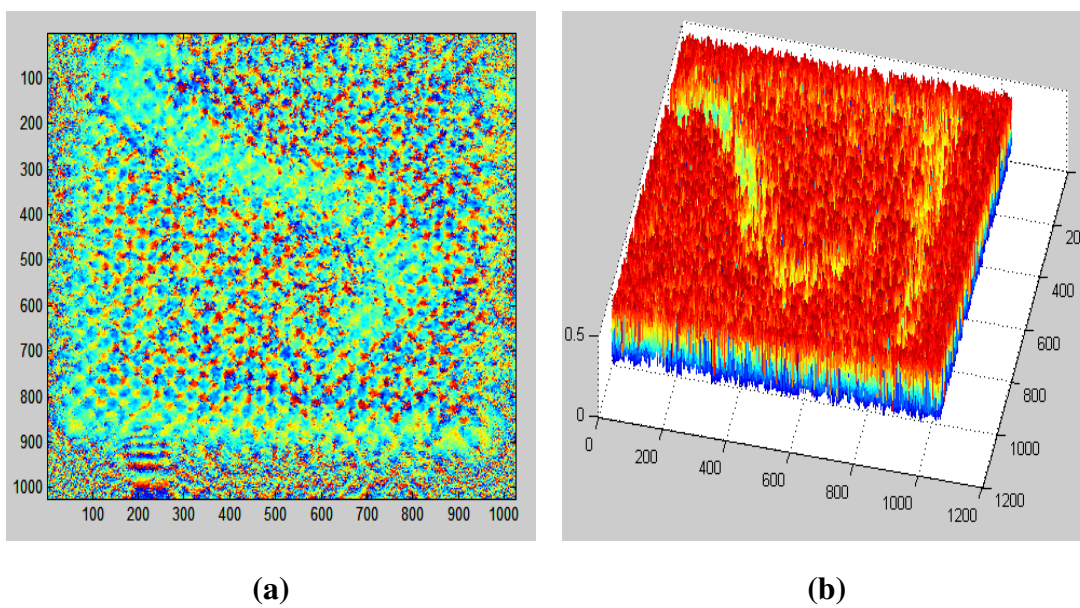


Figura 4.17 Fase recuperada del objeto de la Figura 4.11(b). Vista: (a) 2D, (b) 3D.

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo a futuro.

Debido al relativamente nuevo concepto de la holografía, su resurgimiento utilizando nuevas tecnologías ha dado origen a nuevos métodos (como el HDL), tales avances, otorgan una cantidad importante de ventajas en contraste con los métodos convencionales.

En este trabajo de tesis se realizó la caracterización del método avanzado de HDL. Se tuvo la oportunidad de indagar tanto de forma simulada como experimental de como es que funciona esta técnica avanzada de holografía, y conocer los requerimientos ópticos para el correcto funcionamiento de dicha técnica.

Se concluye de este trabajo lo siguiente:

- El método de HDL no requiere de grandes laboratorios con infraestructura muy sofisticada, sino solamente se requiere de una habitación o cuarto oscuro, una mesa óptica, un láser, una lente colimadora y un pihole, cámara, entre otros elementos básicos utilizados en experimentos ópticos.
- Gracias al desarrollo de la simulación del sistema óptico tomando en cuenta dos tipos de máscara (amplitud aleatoria o amplitud binaria), se definió que la máscara de amplitud aleatoria es la que otorga mejores resultados en la reconstrucción del frente de onda.
- La importancia del cuadrículado en la máscara de amplitud, observándose que el mínimo elemento de la máscara debe ser de igual tamaño al del pixel de la cámara CCD.

- Que el campo speckle no debe de ser considerado sólo como un tipo de ruido en las imágenes que debe ser eliminado, por el contrario, se debe tratar al campo speckle como una entidad que puede sacar a flote contiene información valiosa.
- Aunque los resultados experimentales que se muestran en las Figuras 4.16 y 4.17 no son del todo agradables en relación a las expectativas, y suelen tener un alto grado de ruido, esto se atribuye a que las imágenes de las muestras de entrada fueron graficadas con un dispositivo de impresión que no es de alta resolución.

Lo importante de la técnica de HDL es que cuenta con un enorme potencial de nuevas aplicaciones y es sensible a modificaciones y/o agregados con el fin de desarrollar nuevas investigaciones o propuestas de la configuración de la HDL.

Como trabajo a futuro se considera realizar algunas modificaciones al sistema óptico para mejorar el funcionamiento de la HDL, con las cuales se espera corregir algunos errores de los dispositivos ópticos utilizados y se buscará generar una nueva propuesta de configuración que permita reconstruir la fase con mejores resultados. Se propone agregar filtros atenuadores de luz para evitar la saturación del CCD, y realizar una conjunción de funcionamiento entre los filtros atenuadores y la delimitación del tiempo de exposición del CCD. Otro aspecto de interés es utilizar el sistema óptico de HDL con muestras de dimensiones microscópicas para su reconstrucción y estudio, se supone utilizar un objetivo de microscopio que aumente las dimensiones del frente de onda registrado por el CCD. También se espera que al utilizar laminillas con muestras biológicas reales se evite el pixelado de las imágenes resultantes y se obtenga una mejor reconstrucción.

Apéndice A: Conceptos de óptica geométrica.

Los principales fenómenos que observamos en la holografía se pueden explicar utilizando la óptica física (carácter ondulatorio). Sin embargo en la óptica geométrica (modelo corpuscular) nos permitirá entender el principio de los fenómenos ópticos que conforman la holografía.

La luz se define como el movimiento de una partícula a la cual se le llama fotón. Sabemos que el viaje de una partícula en el tiempo puede ser modelado numéricamente. El modelo matemático del viaje de ésta partícula (fotón) nos dará la ubicación en el espacio respecto al tiempo. Por sencillez nos basaremos en la ecuación de una onda unidimensional, la cual describe a una partícula viajando en un solo eje. La ecuación matemática del viaje de una partícula está dada por [7]:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (\text{A.1})$$

donde ψ es la amplitud de onda y x es la dirección de la perturbación, v es la velocidad constante de viaje y t es el tiempo.

La Ecuación (A.1) describe el viaje de una partícula en el tiempo. Recordemos que dicha formulación es para el viaje unidimensional de una partícula. El viaje de una partícula se puede ver en forma de perfil de una onda. El viaje de una partícula en el tiempo puede ser representada y visualizada usando las formas de onda seno y coseno; que son conocidas como ondas sinusoidales, ondas viajeras, ondas armónicas simples, etc. Y cualquier forma de onda puede sintetizarse usando la superposición de ondas armónicas. Usando la representación matemática del viaje de una partícula con el perfil seno estará dado como [7]:

$$\psi(x, t)|_{t=0} = \psi(x) = E_0 \text{sen}(\kappa x) = f(x), \quad (\text{A.2})$$

donde E_0 es la *amplitud* de la perturbación, κ es una constante positiva conocida como *número de propagación* y x es la dirección del viaje en el espacio. Por lo tanto κx está en radianes.

Transformando la perturbación de la Ecuación (A.2) en una onda viajera (onda progresiva) que se desplaza en el espacio con una velocidad v en un tiempo t en la dirección positiva de x . Simplemente reemplazamos el valor de x por $(x-vt)$:

$$\psi(x, t) = E_0 \text{sen}[\kappa(x - vt)] = f(x - vt). \quad (\text{A.3})$$

El caso de la ecuación de onda [Ecuación (A.3)], imaginamos que la onda es una perturbación sinusoidal de tal manera que la onda es periódica en el espacio como en el tiempo. En la propagación de esta onda se aprecia claramente que su desplazamiento es cíclico y tiene que ver con su longitud de onda (*período espacial*) y es denotado por λ [7]

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (\text{A.4})$$

Para describir el movimiento ondulatorio también se usa el concepto de *frecuencia*, que tiene que ver con la velocidad de rotación de la onda por unidad de tiempo, y es representada por la letra griega ω , que señala la *frecuencia temporal angular* [7]

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f. \quad (\text{A.5})$$

Agregando los conceptos κ y ω se llega a la ecuación de un perfil de onda armónica progresiva:

$$\psi(x, t) = E_0 \text{sen}(\kappa x \mp \omega t), \quad (\text{A.6})$$

en la que idealizamos la onda, es decir; de extensión infinita, valor fijo de x , t (de tal manera que sea periódica en tanto espacio como en el tiempo), que varíe de $-\infty$ a $+\infty$, que tenga una sola frecuencia y que se origine en el tiempo $t = 0$.

Para ondas viajeras que inician con un adelanto, atraso o simplemente empezamos a medir la onda desde un punto donde no sea su origen, agregamos el concepto de *fase inicial*. Escojamos el perfil de onda de una onda viajera [Ecuación A.6]. Tenemos que su argumento de fase es

$$\varphi = (\kappa x \mp \omega t). \quad (\text{A.7})$$

El término de adelanto o atraso de fase debe ser sumado a todo el término de fase (A.7). A dicho término se le conoce como *fase inicial* denotado por ε . Agregando el término de fase inicial a nuestra formulación de onda viajera Ecuación (A.6), tenemos

$$\psi(x, t) = E_0 \text{sen}[\kappa x - (\omega t + \varepsilon)] \quad (\text{A.8})$$

que se usa para describir el viaje de una partícula en el espacio descrita por la Ecuación (A.8).

Apéndice B: Código MatLab de la etapa reconstrucción.

```

% Etapa de Reconstrucción del sistema holográfico digital en línea
% Carlos Alejandro Guerrero Méndez
tic;
clear all; clc; close all; warning ('OFF'); %iniciación de parametros

longlaser= 632.8E-6; %Longitud del láser
pixsx=1024; pixsy=pixsx; %Resolucion, pixeles de la camara CCD
tampixx=0.0052; tampixy=tampixx; %Tamaño de pixel
N12=pixsx/2; N22=pixsy/2; x1=1-N12;
x2=pixsx-N12; y1=1-N22; y2=pixsy-N22;
[Fx,Fy]=meshgrid(x1:1:x2,y1:1:y2); %Generamos la matriz inicial
D=tampixx*pixsx; %Tamaño del sensor
Dtrans=2*tampixx; %Calculo de D
z0=Dtrans*D/longlaser; %Distancia de captación
Dlong=8*longlaser*(z0/D).^2; %Incremento en Z
numintensidades=20; %Número de intensidades
iteracion=5; %Iteraciones

tansensor=1024; % tamaño del sensor (en pixeles).
tamobjt=1024; % tamaño del objeto (en pixeles).
alturaobj=1; % Altura del objeto (en pixeles).

fasereconstuidat=zeros(tansensor);
ncuadros = round(tansensor/pixsx);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% ETAPA RECUPERACIÓN DE LA FASE
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

for cuadrox=1:ncuadros;
    for cuadroy=1:ncuadros;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Lectura de intensidades guardadas
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
        PhaseN=2*pi*ones(pixsx);
        avancez2=numintensidades*Dlong-Dlong;

for m = 1:iteracion
    for intensidad = 1:numintensidades-1 %hasta la penultima intensidad

```

```

name2 = ['Intensidades',int2str(intensidad),'.tif']; %leemos
                                                %la intensidad 1 y todas
AN = double(imread(name2,'tif')); %pura intensidad = amplitud2
Obini = exp(1j.*PhaseN).*sqrt(AN); %el número complejo a propagar
clear AN PhaseN name2

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% LA ECUACION DE RAYLEIGH-SOMMERFELD para la propagación
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
z2=Dlong; %distancia de propagacion
Fprop2=exp((1j*2*pi*z2/longlaser)*sqrt(1-(((longlaser*Fx/...
    (pixsx*tampixx)).^2)+((longlaser*Fy/(pixsy*tampixy)).^2)))); %RS
Trans0=Fprop2.*fftshift(fft2(fftshift(Obini))); %RAYLEIGH-SOMMERFE
FObj=fftshift(iff2(fftshift(Trans0))); %RAYLEIGH-SOMMERFELD
PhaseN=angle(FObj); % Recuperamos el termino de fase
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Propagamos a la ultima intensidad para el regreso
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
name3 = ['Intensidades',int2str(intensidad+1),'.tif'];
AN = double(imread(name3,'tif')); %leemos la ultima intensidad
FDec = exp(1j*PhaseN).*sqrt(AN); %creamos el número complejo a propagar
clear name3 AN PhaseN

idi= avancez2; % definimos la distancia inicial
Fprop2=exp((1j*2*pi*-idi/longlaser)*sqrt(1-(((longlaser*Fx/...
    (pixsx*tampixx)).^2)+((longlaser*Fy/(pixsy*tampixy)).^2)))); %RS
Trans0=Fprop2.*fftshift(fft2(fftshift(FDec))); % RAYLEIGH-SOMMERFELD
IObj=fftshift(iff2(fftshift(Trans0))); % RAYLEIGH-SOMMERFELD
PhaseN=angle(IObj); %Recuperamos el termino de fase

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%% Visualización
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
rdi=(z0+avancez2); % Regresamos a la posición original del objeto
Fprop2=exp((1j*2*pi*-rdi/longlaser)*sqrt(1-(((longlaser*Fx/...
    (pixsx*tampixx)).^2)+((longlaser*Fy/(pixsy*tampixy)).^2)))); %RS
Trans0=Fprop2.*fftshift(fft2(fftshift(FDec))); % RAYLEIGH-SOMMERFELD
RObj=fftshift(iff2(fftshift(Trans0))); % RAYLEIGH-SOMMERFELD
fasereconstruida = angle(RObj); % Obtenemos la fase del número
                                %complejo propagado a la posicion original
name4 = ['Reconfase',int2str(m),'.tif'];

```

```
%imwrite(fasereconstruida,name4,'tif'); %Guardamos la fase recuperada
figure(3); subplot(2,3,m), imshow(fasereconstruida); title(name4);

end
    end
end
clear FDec dii intensidad x1 x2 y1 y2 longlaser tampixx tampixy pixsx
clear pixsy Obini RObj m
fasereconstruidaW=wiener2(fasereconstruida); %Filtro wiener
fasereconstruidaN=fasereconstruidaW+4;      %normalización
maximo=max(max(fasereconstruidaN));        %calculo maximo
fasereconstruidaN=(fasereconstruidaN./maximo)./2; %fase reconstruida

figure(9); subplot(1,2,1); imagesc(fasereconstruida);
title('Objeto de fase reconstruido');
figure(9); subplot(1,2,2); mesh(fasereconstruidaN);
title('Objeto de fase reconstruido');
toc;
```


Referencias

- [1] D. Malacara, *Óptica tradicional y moderna*, La Ciencia es para todos, México, D.F., 3^a Edición (2002).
- [2] Real Academia española de la Lengua, “Fotografía”, Diccionario de la Lengua Española, 22^a Edición, [en línea] <<http://www.rae.es/rae.html>> [Consulta : 4 de Marzo 2012].
- [3] R. Tocci, *Sistemas digitales: Principios y aplicaciones*, Prentice Hall, México, 8^a Edición (2003).
- [4] K. Myung, *Digital holographic microscopy: principles, techniques, and applications*, Springer Series in Optics Sciences, Estados Unidos de Norte America, 1^a Edición (2011).
- [5] D. Gabor, “A new microscopic principle”, *Nature*, **V161**, pp. 777 (1948).
- [6] A. Beléndez, “¿Dónde está el tren? Una aproximación a los orígenes de la holografía”, *Óptica Pura y Aplicada*, **V40** N3, pp. 281 (2007).
- [7] E. Hecht, *Óptica*, Addison Wesley Iberoamerica, Madrid, España, 3^a Edición (2000).
- [8] M. Quintanilla, “Más de medio siglo de la holografía”. En: En el acto de su recepción solemne celebrado el día 24 de Marzo del año 2010 y discurso de contestación por el Ilmo. Sr. D. Miguel Ángel Rebolledo Sanz, Sdad. Coop. De Artes Gráficas, Zaragoza, España, Librería General, (2010), [en línea] <<http://www.unizar.es>> [consulta : 15 de Septiembre del 2011].
- [9] E. B. Wyckoff, *Theodore H. Maiman: The laser man*, Enslow Publishers, Inc., Estados Unidos de Norte America, 1^a Edición (2007).
- [10] A. Beléndez, “Holografía: ciencia, arte y tecnología”. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, **V31** N1, pp. 1602 (2009).
- [11] H. J. Caulfield, E. Leith, *The art and science of holography: A tribute to Emmett Leith and Yuri Denisyuk*, SPIE Press, Estados Unidos de Norte America, 1^a Edición (2004).
- [12] S. McCartney, *ENIAC: The triumphs and tragedies of the world's first computer*, Walker & Company, Estados Unidos de Norte America, 1^a Edición (1999).

- [13] T. Poon, *Digital holography and three-dimensional Display: Principles and Applications*, Springer, New York, Estados Unidos de Norte America, 11^a edición (2006).
- [14] Y. N. Denisyuk, "Photographic reconstruction of the optical properties of an object in its own scattered radiation field," *Soviet Physics Doklady*, **V7**, pp. 543 (1962).
- [15] E. Leith, J. Upatnieks, "Reconstructed wavefronts and communication theory", *Journal of the Optical Society of America*, **V52**, N10, pp. 1123 (1962).
- [16] B. J. Thompson, "Diffraction by opaque and transparent particles", *Optical Engineering*, **V2**, pp. 43 (1964).
- [17] B. R. Brown, A. W. Lohmann, "Complex spatial filtering with binary masks," *Applied Optics*, **V5**, pp. 967 (1966).
- [18] J. W. Goodman, R. W. Lawrence, "Digital image formation from electronically detected holograms", *Applied Physics Letters*, **V11**, pp. 77 (1967).
- [19] L. B. Lesem, P. M. Hirsch, J. A. Jordan, "The Kinoform: a new Wavefront reconstruction device", *IBM Journal of Research and Development*, **V13**, pp. 150 (1969).
- [20] W. Boyle, G. Smith, "Charge-coupled devices - A new approach to MIS device structures", *Spectrum IEEE*, **V8**, pp. 18 (1971).
- [21] Wai-Hon Lee, "Binary computer-generated holograms", *Applied Optics*, **V18**, pp. 3661 (1979).
- [22] L. P. Yaroslavskii, N. S. Merzlyakov, *Methods of digital holography*, Consultence Bureau, New York, Estados Unidos de Norte America, 1^a Edición (1980).
- [23] G. Liu, P. D. Scott, "Phase retrieval and twin-image elimination for in-line Fresnel holograms", *Journal of the Optical Society of America A*, **V4**, pp. 159 (1987).
- [24] U. Schnars, W. Jüptner, "Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction", *Applied Optics*, **V33**, pp. 179 (1994).
- [25] K. Boyer, J. C. Solem, J. W. Longworth, A. B. Borisov, C. K. Rhodes, "Biomedical three-dimensional holographic microimaging at visible, ultraviolet and X-ray wavelengths", *Nature medicine*, **V2**, N8, pp. 939 (1996).
- [26] M. Adams, T. M. Kreis, W. P. O. Jueptner, "Particle size and position measurement with digital holography", *Optical Inspection and Micromasurements II*, pp. 234 (1997).
- [27] T. Zhang, I. Yamaguchi, "Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography", *Optics Letters*, **V23**, pp. 1221 (1998).
- [28] R. B. Owen, A. A. Zozulya, "In-line digital holographic sensor for monitoring and characterizing marine particulates", *Optical Engineering*, **V39**, pp. 2187 (2000).

- [29] S. Grilli, P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio, G. Pierattini, "Whole optical wavefields reconstruction by Digital Holography", *Optics Express*, **V9**, pp. 294 (2001).
- [30] Y. Zhang, G. Pedrini, W. Osten, H. Tiziani, "Whole optical wave field reconstruction from double or multi in-line holograms by phase retrieval algorithm", *Optics Express*, **V11**, pp. 3234 (2003).
- [31] G. Pedrini, W. Osten, Y. Zhang, "Wave-front reconstruction from a sequence of interferograms recorded at different planes" *Optics Letters*, **V30**, pp. 833 (2005).
- [32] A. Arun, G. Pedrini, W. Osten, P. Almero, "Wavefront sensing with amplitude mask and phase retrieval", *Optics letter*, **V32**, pp. 1584 (2007).
- [33] D. Malacara, B. J. Tompson, *Handbook of Optical Engineering*, Dekr, New York (2001).
- [34] P. Hariharan, *Basics of Holography*, Cambridge University Press, Inglaterra (2002).
- [35] G. Pan, H. Meng, "Digital in-line holographic PIV for 3D particulate flow diagnostics", 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Göttingen Alemania, Septiembre 17-19 (2001).
- [36] A. Ayoub, S. Tokés, "Digital in-line holographic microscope algorithms for micro-organisms Detection and Three Dimension Tracking", [en línea] <<http://colleges.ksu.edu.sa>> [consulta : 07 de Junio del 2012].
- [37] T. M. Kreis, *Handbook of holographic interferometry, optical and digital methods*, Wiley-Vch GmbH & Co. KGaA, Alemania (2005).
- [38] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics*, Pergamon Press Ltd (1991).
- [39] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier optics", McGraw-Hill, Estados Unidos de America, 2 edición (1996).
- [40] JOptics Curso de Óptica, "Teoría escalar", [en línea] <<http://www.ub.edu>> [consulta : 08 de Diciembre del 2011].
- [41] J. Wormald, *Métodos de difracción*, Editorial reverté s.a, 1ª Edición (1979).
- [42] O. K. Ersoy, *Diffraction, Fourier optics, and imaging*, John Wiley and Sons, Canada, 1ª Edición (2007).
- [43] Instituto de Astrofísica de Canarias, "Teoría escalar de difracción", [en línea] <<http://www.iac.es>> [consulta : 09 de Diciembre del 2011].
- [44] J. A. Carbajal, "Cálculo numérico del campo cercano empleando el espectro angular de ondas planas", Semana de Divulgación y Video Científico UJAT 2006, pp. 453 (2006).

- [45] P. Almero, G. Pedrini, W. Osten, “Complete wavefront reconstruction using sequential intensity measurements of a volume speckle field”, *Applied Optics*, **V45** N(34), pp. 8597 (2006).
- [46] P. Almero, S. Hanson, “Object wave reconstruction by speckle illumination and phase retrieval”, *Journal of the European Optical Society*, **V4** pp. 9002 (2009).
- [47] A. M. S. Maallo, P. Almero, S. G. Hanson, “Quantization analysis of speckle intensity measurements for phase retrieval”, *Applied Optics*, **V49** N27, pp. 5087 (2010).