



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ

INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN COMUNICACIÓN ÓPTICA (IICO)

**“ELABORACIÓN DE HOLOGRAMAS CON HACES
MUTUAMENTE INCOHERENTES Y ALGUNAS APLICACIONES”**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS APLICADAS

PRESENTA:

I.F. ALETHEA VANESSA ZAMORA GÓMEZ

Asesores:

**DR. SALVADOR GUEL SANDOVAL
DR. LUIS RAÚL BERRIEL VALDOS**



San Luis Potosí, S.L.P.

Septiembre, 2004



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ
INSTITUTO DE INVESTIGACIÓN EN COMUNICACIÓN ÓPTICA
(IICO)

**“ELABORACIÓN DE HOLOGRAMAS CON HACES
MUTUAMENTE INCOHERENTES Y ALGUNAS
APLICACIONES”**

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS APLICADAS

PRESENTA:

I.F. ALETHEA VANESSA ZAMORA GÓMEZ

Dr. Salvador Guel Sandoval
Asesor

Dr. Luis Raúl Berriel Váldos
Co-Asesor

Dra. Amparo Rodríguez Cobos
Sinodal

Dr. Gustavo Ramírez Flores
Sinodal



San Luis Potosí, S.L.P.

Septiembre, 2004

AGRADECIMIENTOS

- ✓ A usted Dr. Salvador Guel Sandoval, por la supervisión de este trabajo. Simplemente..... Gracias por todo.
- ✓ A los Dres. Gustavo Ramírez y Amparo, por la revisión de tesis y hacerme ver mis errores, para superarme y conservar ese espíritu de lucha.
- ✓ Al Dr. Berriel por compartir sus conocimientos de una forma abierta y desinteresada. Gracias por apoyarme en mi estancia en el INAOE y asesorarme en el entendimiento de la tesis.
- ✓ Al Dr. Balderas por las sugerencias y correcciones en mi desempeño académico y personal. Pero principalmente por que su amor a la ciencia y al conocimiento es motivación para una constante superación.
- ✓ Al Dr. Alfonso Lastras, por permitirme realizar mis estudios de maestría en el IICO. Gracias por el apoyo e interés siempre mostrado hacia mi persona durante mi estancia en el instituto.
- ✓ Al Dr. Vidal de quien siempre recibí apoyo incondicional. Simplemente..... Muchas Gracias.
- ✓ GRACIAS a todos los doctores que me impartieron clases durante mis estudios de maestría.
- ✓ Al CONACYT por la beca otorgada para realizar mis estudios de maestría.
- ✓ A todo el personal del IICO, de manera especial a Fortuna y Magda quienes siempre me echaron la mano cuando lo necesite.
- ✓ A mis compañeros y amigos, especialmente a Toño, Memo, Octavio, Aurora por brindarme su apoyo y tenerme paciencia especialmente con mi carácter.

A ti MADRE...que me has consentido tanto...

POR TODO LO QUE HA SIDO, GRACIAS.
A TODO LO QUE HA DE SER, SÍ

A mis padres y hermanas,

*Todos sabemos que no importa el temporal
que se avecina, el sol sigue brillando.*

*No importa cuántas veces dejamos
de ver sus rayo, pues el sol
volverá a aparecer otro día
para brillar con más fulgor.*

*Uno de estos días,
cuando menos lo
esperes, superarás
todas tus dificultades;*

*Por que tú y el sol tienen
mucho en común:
ambos siguen
brillando a
pesar de todo.*

RESUMEN

En la actualidad, el interés en la holografía se refleja al desarrollarse materiales holográficos que pueden ser grabados o borrados en forma rápida y sencilla. Sin embargo estos materiales aún están en desarrollo experimental y falta algún tiempo para que sean comercialmente prácticos. Con el tiempo, cuando se resuelvan algunos problemas, será posible utilizar las memorias holográficas como las memorias magnéticas y de estado sólido, las cuales pueden almacenar mayor cantidad de información en menor espacio, además la recuperación de la información grabada en estas memorias sería más rápida y eficiente que la de los métodos convencionales ya que esto se hace con la luz.

La holografía óptica tiene muchos usos en la industria para producir imágenes reales en tres dimensiones que no pueden ser obtenidas por métodos fotográficos.

La holografía es la técnica de producir imágenes tridimensionales por medio de la grabación de frentes de onda y su consiguiente reconstrucción. Gabor en 1948⁽¹⁻²⁻³⁾ fue el primero en darse cuenta que era posible reconstruir un frente de onda, en su totalidad, si previamente se grababa en una placa fotográfica haciéndolo interferir con otro haz coherente. La implementación práctica fue después de la invención del láser (este proporciona normalmente longitudes de coherencia de decenas de kilómetros).

En la mayoría de los libros de holografía los arreglos ópticos para implementar hologramas utilizan una fuente de luz con coherencia espacial y temporal. El haz que emerge de la fuente se divide en dos haces: uno de estos

haces ilumina el objeto (haz objeto) mientras que en el otro (haz de referencia) al superponerse con el haz objeto interfiere con él. Las franjas de interferencia se graban sobre una placa holográfica en el plano de interferencia. Posteriormente se revela y fija químicamente la placa holográfica, para después observar el objeto en 3-D, utilizando el haz de referencia como haz de reconstrucción del holograma.

El propósito de este trabajo es mostrar un método alternativo para la fabricación de hologramas, en este caso proponemos que el holograma se graba con un haz compuesto por dos haces (cada uno de estos haces son coherentes pero son mutuamente incoherentes entre ellos) y donde el resultado se puede observar con cualquiera de los haces que forman el haz compuesto como haz de reconstrucción. Al principio sólo se planteó el caso anterior, sin embargo al observar los resultados se decidió modificar el sistema, añadiendo más parámetros que garantizaran aun más la incoherencia entre ambos haces. Para esto contemplamos que cada haz este polarizado linealmente, y además sean perpendiculares entre ellos.

El funcionamiento de este tipo de hologramas se explica haciendo uso de dos características fundamentales del proceso holográfico; primero se utiliza una placa holográfica convencional que no registra el estado de polarización del holograma sino solamente la intensidad del patrón de interferencia y segundo que el holograma reconstruido siempre preserva el estado de polarización de la onda de reconstrucción. Estas dos características combinadas permiten la elaboración de hologramas con propósitos específicos como por ejemplo: grabar un holograma con dos haces y recuperarlo con uno solo o ambos sin que se pueda notar la diferencia, o se pueden grabar dos hologramas simultáneamente y recuperarlos individualmente con un solo haz de referencia o viceversa o aun más se pueden grabar dos hologramas con diferente polarización y hacerlos "interferir" independientemente del estado de polarización que se use durante la grabación.

INDICE

1. INTRODUCCIÓN

1.1	Ideas básicas.....	1
1.2	Propósito del presente trabajo.....	2

2. EL METODO HOLOGRÁFICO COMO UN PROCESO DE INTERFERENCIA Y DIFRACCIÓN

2.1	Coherencia.....	5
2.1.1	Coherencia Espacial y Temporal.....	5
2.2	Interferencia.....	7
2.2.1	Consideraciones generales.....	7
2.3	Difracción.....	12
2.4	Polarización.....	16
2.4.1	Naturaleza de la luz polarizada.....	16
2.4.2	Polarización lineal.....	17
2.4.3	Polarizadores.....	18
2.4.4	Leyes de Fresnel-Arago.....	19
2.5	Proceso holográfico.....	22
2.5.1	¿qué es la holografía?.....	22
2.5.2	Imagen holografía.....	23
2.5.3	Principales tipos de hologramas.....	26
2.5.3.1	Hologramas de Fresnel.....	26
2.5.3.2	Hologramas de Fourier.....	26
2.5.3.3	Hologramas de imagen.....	27
2.5.3.4	Hologramas de luz blanca.....	27
2.5.3.5	Hologramas de volumen.....	28
2.5.4	Hologramas de doble exposición.....	28
2.5.5	Hologramas de polarización.....	29

3. ANALISIS DEL PROBLEMA

3.1	Análisis de diferentes tipos de hologramas con el método propuesto.....	32
3.2	Holograma de doble exposición con haces polarizados como ejemplo del método.....	40

4. DESARROLLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

5. CONCLUSIONES

REFERENCIAS

APÉNDICE

CAPITULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1 Ideas básicas

Desde la década de los 50's, el interés por el procesado de información óptica o procesado óptico de imágenes ha estado presente en laboratorios de investigación por que, aún y cuando los métodos actuales de información, digitales y analógicos, basados en la transmisión de bits de datos que solo una computadora puede entender e interpretar, una de las mejores maneras en la que el ser humano adquiere la información que necesita es visualmente, es decir con imágenes. Por esto, el interés de almacenar información en forma de imágenes creció con la aparición de la holografía, gracias a D. Gabor en 1947⁽¹⁻²⁻³⁾. Desde entonces la holografía se ha convertido en el interés principal de muchos investigadores, quienes ven en está una herramienta prometedora para almacenar y recuperar información en forma de imágenes, ya que la velocidad de grabado y de lectura es la de la luz, rapidez que ningún dispositivo electrónico podría alcanzar.

Debido a este gran interés de la holografía se han desarrollado en la actualidad materiales holográficos que pueden ser grabados o borrados a voluntad de forma rápida y sencilla. Sin embargo estos materiales aún están en desarrollo experimental y falta algún tiempo para que sean comercialmente prácticos. Con el tiempo, cuando se resuelvan algunos problemas, será posible utilizar las memorias holográficas como las memorias magnéticas y de estado sólido, las cuales pueden almacenar mayor cantidad de información en menor espacio, además la recupera -

ción de la información grabada en estas memorias sería más rápida y eficiente que la de los métodos convencionales ya que esto se hace con la luz.

La holografía óptica tiene muchos usos en la industria para producir imágenes reales en tres dimensiones que no pueden ser obtenidas por métodos fotográficos. Los hologramas pueden ser de transformada de Fourier para llevar a cabo filtraje espacial y otras aplicaciones.

1.2 Propósito del presente trabajo

En la mayoría de los libros de holografía los arreglos ópticos para implementar hologramas utilizan una fuente de luz con coherencia espacial y temporal. El haz que emerge de la fuente se divide en dos haces: uno de estos haces ilumina el objeto (haz objeto) mientras que en el otro (haz de referencia) al superponerse con el haz objeto interfiere con él. Las franjas de interferencia se graban sobre una placa holográfica en el plano de interferencia. Posteriormente se revela y fija químicamente la placa holográfica, para después observar el objeto en 3-D, utilizando el haz de referencia como haz de reconstrucción del holograma.

El propósito de este trabajo es mostrar un método alternativo para la fabricación de hologramas, en este caso proponemos que el holograma se graba con un haz compuesto por dos haces (cada uno de estos haces son coherentes pero son mutuamente incoherentes entre ellos) y donde el resultado se puede observar con cualquiera de los haces que forman el haz compuesto como haz de reconstrucción (esto se detallará más adelante en el capítulo 3). Al principio sólo se planteo el caso anterior, sin embargo al observar los resultados se decidió modificar el sistema, añadiendo más parámetros que garantizaran aun más la

incoherencia entre ambos haces. Para esto contemplamos que cada haz este polarizado linealmente, y además sean perpendiculares entre ellos.

El funcionamiento de este tipo de hologramas se explica haciendo uso de dos características fundamentales del proceso holográfico; primero se utiliza una placa holográfica convencional que no registra el estado de polarización del holograma sino solamente la intensidad del patrón de interferencia y segundo que el holograma reconstruido siempre preserva el estado de polarización de la onda de reconstrucción. Estas dos características combinadas permiten la elaboración de hologramas con propósitos específicos como por ejemplo: grabar un holograma con dos haces y recuperarlo con uno solo o ambos sin que se pueda notar la diferencia, o se pueden grabar dos hologramas simultáneamente y recuperarlos individualmente con un solo haz de referencia o viceversa o aun más se pueden grabar dos hologramas con diferente polarización y hacerlos "interferir" independientemente del estado de polarización que se use durante la grabación.

Para tener una mejor comprensión del desarrollo del tema propuesto lo antes mencionado, se comenzará por las definiciones básicas de la óptica relacionadas con el proceso holográfico, como son la coherencia temporal y espacial, y los fenómenos de interferencia y difracción, pues la base física del proceso holográfico tiene como fundamento la interferencia de dos frentes de onda al estar dentro del límite de la coherencia (temporal y espacial). Otro concepto muy importante es la polarización el cual debemos tener presente por el desarrollo del trabajo. Esto se hará sucesivamente en los siguientes capítulos.

En el capítulo 2, se explica el proceso holográfico, algunos de los principales tipos de hologramas, así como una de sus aplicaciones mas comunes y que se aplica en nuestro trabajo, (como un ejemplo), que es la elaboración de hologramas de doble exposición.

Para tener un fundamento más sólido del desarrollo experimental de este trabajo se considera el análisis teórico de algunos tipos de hologramas de los que se pueden fabricar con el método propuesto. Esto se expone en el capítulo 3.

En el laboratorio, se obtienen dos haces mutuamente incoherentes (espacialmente), utilizando un sistema óptico adecuado. Esto incluye la introducción de haces linealmente y perpendicularmente polarizados a partir de lo cual se elaboran los hologramas. Veremos el desarrollo y los resultados de estos casos en el capítulo 4. Por último se termina con algunas conclusiones (capítulo 5).

CAPITULO 2

EL METODO HOLOGRÁFICO COMO UN PROCESO DE INTERFERENCIA Y DIFRACCIÓN

2.1 Coherencia

2.1.2 Coherencia Temporal y Espacial

Un concepto fundamental para la formación de un holograma es el de coherencia⁽⁴⁾. La coherencia es de dos tipos temporal y espacial.

Consideremos un tren de ondas que proviene de una fuente de luz cuasi monocromática convencional. Se contempla, que la luz producida por estas fuentes es una mezcla de longitudes de onda, podemos pensar que en cada punto iluminado en el espacio existe un campo neto (aproximadamente un millón de ciclos) durante menos de 10ns antes de cambiar de fase al azar. Este intervalo en el que la onda luminosa se asemeja a una senoide es una medida de su *coherencia temporal*. Se relaciona con el intervalo de tiempo medio en el que la onda luminosa oscila de manera previsible, que se define como tiempo de coherencia de radiación. Cuando mayor sea el tiempo de coherencia, mayor será la coherencia temporal de la fuente.

La longitud espacial correspondiente en que la onda luminosa oscila de manera regular y previsible es la longitud de coherencia. Se contempla como un rayo de luz con una progresión de grupos de onda bien definidos, más o menos sinusoidales con longitud media Δl_c , cuyas fases no están relacionadas entre sí. Recuérdese que la *coherencia temporal es una manifestación de la pureza espectral*. Si la luz fuera idealmente monocromática, la onda sería una senoide perfecta con una longitud de coherencia infinita. Ninguna fuente real cumple esta expectativa y todas emiten en un rango de frecuencia, bastante estrecho. Por ejemplo, una lámpara de descarga normal de laboratorio tiene una longitud de coherencia de algunos milímetros, mientras ciertos láseres proporcionan normalmente longitudes de coherencia de decenas de kilómetros. En la figura 2.1 se recogen algunas de estas ideas, la onda que surge de una fuente puntual, es monocromática y su coherencia temporal es completa. Lo que acontece en P_1' volverá a ocurrir, un instante más tarde, en P_2' y a continuación en P_3' , siendo todo esto perfectamente previsible. De hecho, al observar P_4' podemos saber el comportamiento de la onda en P_1' en un momento cualquiera. Cada punto en la onda está correlacionado, siendo su tiempo de coherencia ilimitado.

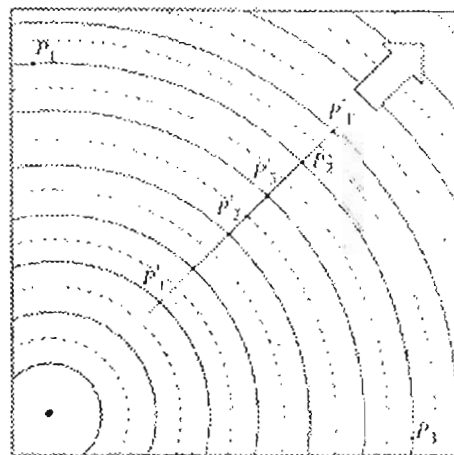


Fig.2.1. Coherencia temporal y espacial, aquí las ondas exhiben perfectamente ambas formas de coherencia⁽⁵⁾.

En cuanto a la coherencia espacial, observamos de nuevo la figura 2.1, aquí tenemos flujos ondulatorios los cuales surgen de una fuente puntual, si consideramos el comportamiento de las ondas en los puntos P_1 , P_2 y P_3 , y las perturbaciones en cada uno de estos puntos separados lateralmente están en fase y permanecen en fase, decimos que las ondas exhiben *coherencia espacial* completa y que están totalmente correlacionadas.

Estos conceptos nos llevan a una consideración práctica que puede enunciarse como sigue: Se dice que dos ondas son coherentes entre sí, si su diferencia de fase, se conserva constante en el tiempo y en el espacio. En estas condiciones son capaces de interferir y el patrón de interferencia que forman esta fijo y por consecuencia se puede grabar en un medio foto sensitivo (ya que en esencia un patrón de interferencia es una distribución de máximos y mínimos en intensidad.)

2.2 Interferencia

2.2.1 Consideraciones generales

La interferencia óptica se define como la interacción de dos o más ondas de luz que producen una irradiancia resultante. De lo anterior se deduce que para estudiar la interferencia⁽⁵⁾ se empleará la irradiancia (Apéndice A.1) ya que los detectores ópticos no son sensibles a la amplitud de una onda luminosa, sino más bien a un promedio en el tiempo de su valor debido a la frecuencia tan alta con que su vector eléctrico esta variando.

La ilustración de este concepto la haremos de una manera simplificada considerando solamente dos fuentes puntuales S_1 y S_2 emitiendo ondas monocromáticas de la misma frecuencia en un medio homogéneo (en realidad podemos considerar un número muy grande de fuentes, pero esto complicaría enormemente los cálculos matemáticos). Recordemos que en la vida real para obtener dos ondas coherentes de manera práctica, la forma más común es hacer que una fuente quasimonocromática sea utilizada para hacer dos fuentes secundarias coherentes a partir de ella.

Supongamos que la separación entre las fuentes sea a , mucho más grande que la longitud de onda λ . Coloquemos el punto de observación P lo suficientemente lejos de las fuentes de tal forma que los frentes de onda en P sean planos Fig. 2.2(a).

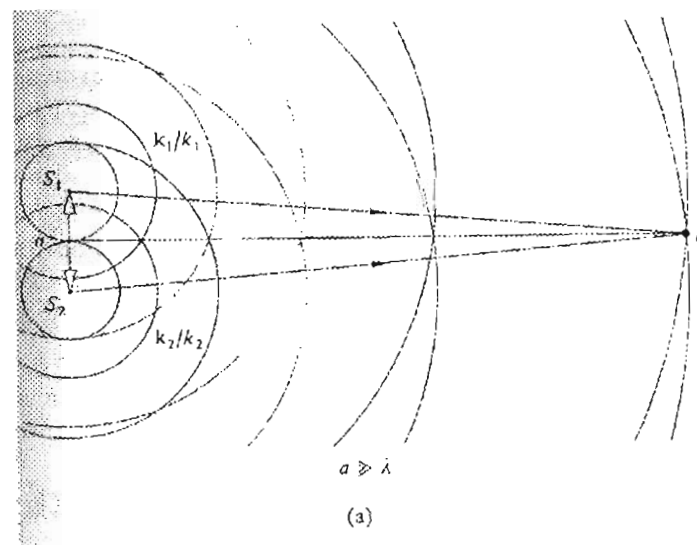
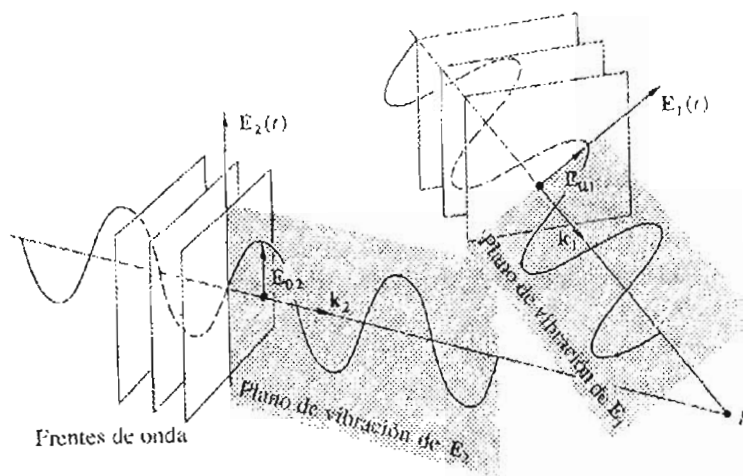


Fig. 2.2(a). Se ilustran los frentes de ondas de las fuentes empleadas S_1 y S_2 separadas una distancia a , también se describe las dos constantes de propagación de la onda k_1 y k_2 y se considera la condición $a \gg \lambda$ ⁽⁵⁾.



(b)

Fig. 2.2(b). Esquemas de las ondas de dos fuentes puntuales superpuestas espacialmente, donde se muestran los vectores eléctricos propuestos en el análisis de interferencia⁽⁵⁾.

Por el momento consideraremos también solamente ondas linealmente polarizadas, Fig. 2.2(b),

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = E_{01} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_1) \quad (2.1)$$

y

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = E_{02} \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_2) \quad (2.2)$$

Vimos que la irradiancia (Apéndice A.1) en P está dada por

$$I = c \varepsilon_0 \langle \mathbf{E}_0^2 \rangle. \quad (2.3)$$

Puesto que solamente nos conciernen las irradiancias relativas dentro del mismo medio, despreciaremos las constantes y pondremos;

$$I = \langle E_0^2 \rangle. \quad (2.4)$$

El promedio en el tiempo de la magnitud es la intensidad del campo eléctrico al cuadrado y por lo tanto

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 \cdot E_2. \quad (2.5)$$

Tomando el promedio de ambos lados, la irradiancia queda

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (2.6)$$

Donde

$$I_{12} = 2\langle E_1 \cdot E_2 \rangle. \quad (2.7)$$

A esta expresión se le conoce como término de interferencia. Para evaluarlo en este caso específico, formamos

$$E_1 \cdot E_2 = E_{01} \cdot E_{02} [\cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1) \times \cos(\omega t) + \text{sen}(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1) \text{sen}(\omega t)] \times \quad (2.8) \\ [\cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_2) \times \cos(\omega t) + \text{sen}(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_2) \text{sen}(\omega t)]$$

Recordemos que el promedio en el tiempo en alguna función tomado sobre un intervalo T, es

$$\langle f(t) \rangle = 1/T \int_t^{t+T} f(t') dt'. \quad (2.9)$$

El período τ de las funciones armónicas es $2\pi/\omega$ y para nuestros propósitos $T \gg \tau$. El coeficiente $1/T$ tiene un efecto dominante. Después de multiplicar y sacar el promedio, la ec. (2.8) queda

$$\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \varepsilon_2) \quad (2.10)$$

Donde $\langle \cos^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2}$, $\langle \sin^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2}$ y $\langle \cos \omega t \sin \omega t \rangle = 0$. El término de interferencia es

$$I_{12} = E_{01} E_{02} \cos \delta \quad (2.11)$$

Donde δ es la diferencia de fase que proviene de combinar una diferencia de longitud de trayectoria y una diferencia de fase inicial. Si E_{01} y E_{02} son perpendiculares, entonces $I_{12} = 0$ e $I = I_1 + I_2$, pero si son paralelos en este caso la irradiancia es

$$I_{12} = E_{01} \cdot E_{02} \cos \delta \quad (2.12)$$

ya que

$$I_1 = \langle E_1^2 \rangle = E_{01}^2/2 \quad (2.13)$$

y

$$I_2 = \langle E_2^2 \rangle = E_{02}^2/2 \quad (2.14)$$

Entonces

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (2.15)$$

Un máximo en la irradiancia se obtiene cuando el $\cos \delta = 1$, en este caso la diferencia de fase es un múltiplo entero de 2π , y las perturbaciones están en fase. Se habla de esto como interferencia constructiva. En $\delta = \pi/2$, $\cos \delta = 0$, las perturbaciones ópticas están 90° fuera de fase entonces se dice que es interferencia

destruccion. Cuando están 180° fuera de fase, valle sobre crestas, $\cos \delta = -1$, a esto se le llama interferencia destructiva.

Nótese que en la representación de I_{12} del proceso de interferencia, como un producto escalar ec. (2.12), hay implícita una naturaleza incoherente (matemáticamente sí, físicamente no), como se manifestó anteriormente y que no puede por consiguiente ignorarse, es decir: que aun cuando dos haces sean monocromáticos su interferencia será nula si están polarizados perpendicularmente, si bien hay muchas situaciones prácticas en las que los dos haces son casi paralelos y para éstos la teoría escalar funciona perfectamente.

2.3 Difracción

Un cuerpo opaco colocado a medio camino entre la pantalla y una fuente puntual forma una sombra intrincada hecha de regiones claras y oscuras muy diferentes a las que uno esperaría encontrar según los dogmas de la óptica geométrica. Este fenómeno se conoce como difracción y solo puede explicarse en términos de una teoría ondulatoria de la luz.

El trabajo de Francesco Grimaldi en el siglo XVII ⁽⁵⁾ fue el primer estudio detallado que se publicó sobre esta desviación de la luz de su propagación rectilínea, algo que él llamó "diffractio". El efecto es una característica general de los fenómenos ondulatorios que ocurren donde quiera que una porción de un frente de onda es obstruido de alguna manera. Si en el transcurso del encuentro con el obstáculo transparente u opaco se altera una región del frente de onda que se propagan más allá del obstáculo interfieren para producir la distribución de densidad de energía particular conocida como patrón de difracción. No hay

distinción física significativa entre *interferencia* y *difracción*. Sin embargo, se ha vuelto común, aunque no siempre apropiado, hablar de interferencia cuando se está considerando la superposición de solamente unas pocas ondas y difracción cuando se está tratando un gran número de ondas.

De acuerdo con el principio de Huygens, cada punto en el frente de onda se puede visualizar como onditas esféricas secundarias. El progreso del frente de onda o de cualquier porción de ella a través del espacio presumiblemente se puede determinar. En cualquier momento particular, la forma del frente de onda se supone que es la envolvente de las onditas secundaria. La técnica, sin embargo, ignora la mayoría de onditas secundarias, reteniendo solo la porción común con la envolvente. Como resultado de esta deficiencia, el principio de Huygens no puede explicar el proceso de difracción.

La dificultad fue resuelta por Fresnel con su adición del concepto de interferencia. El principio de *Huygens - Fresnel* correspondiente establece que cada punto sin obstrucción de un frente de onda, en un instante de tiempo dado, sirve como una fuente de onditas esféricas (de la misma frecuencia de la onda primaria). La amplitud del campo óptico en cualquier punto adelante es la superposición de todas estas onditas (considerando sus amplitudes y fases respectivas).

Gustav Kirchhoff desarrolló una teoría más rigurosa basada directamente en la solución de la ecuación diferencial de onda. La teoría de Kirchhoff es en sí misma una aproximación que es válida para longitudes de onda suficientemente pequeñas, es decir, cuando las aberturas difractoras tienen dimensiones que no son muy grandes en comparación con la longitud de onda. La dificultad surge debido a que requerimos la solución de una ecuación diferencial parcial que satisface las condiciones de borde impuestas por la obstrucción. La teoría de

Kirchhoff, sin embargo, funciona muy bien aunque maneja solamente ondas escalares y es insensible al hecho de que la luz es un campo vectorial transversal.

Para ilustrar el fenómeno de difracción consideremos como un ejemplo el problema de la difracción de Fraunhofer⁽⁶⁾ de una rendija o un agujero rectangular estrecho alargado, como se muestra en la figura 2.3

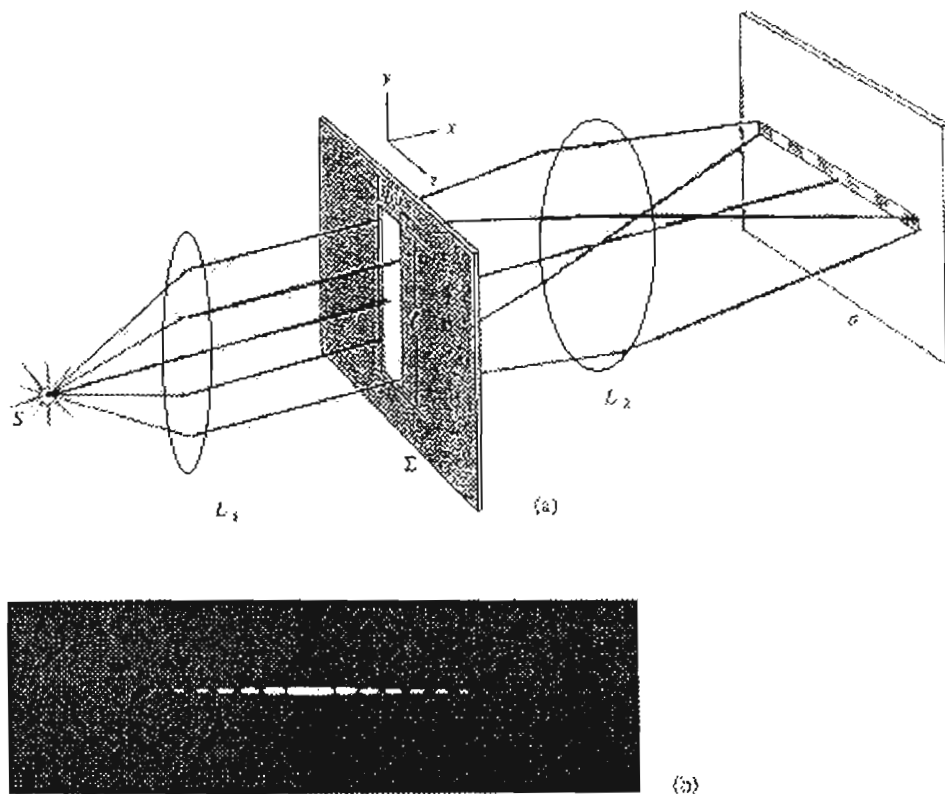


Figura 2.3. (a) Difracción de Fraunhofer producida por una sola rendija. (b) Distribución de difracción de una sola rendija vertical en iluminación con fuente puntual⁽⁶⁾.

Primero ilustraremos la difracción de Fraunhofer, la cual se vera de una manera simplificada. Imaginemos que tenemos una pantalla opaca, Σ , que contiene una sola abertura pequeña iluminada por ondas planas de una fuente puntual S , muy lejana. El plano de observación σ es una pantalla paralela y muy cercana a Σ . Si se va alejando aún más el plano de observación, se producirá un

cambio continuo en las franjas. A una gran distancia de Σ la distribución proyectada se habrá extendido considerablemente, teniendo un poco o nada de parecido con la abertura real. De ahí en adelante, el movimiento de σ cambia esencialmente sólo el tamaño de la distribución y no su forma. Esta es la difracción de Fraunhofer o de campo lejano.

Una vez definida la difracción de Fraunhofer podemos considerar el problema de una rendija o un agujero rectangular estrecho alargado, Fig. 2.3(a). El ancho de una abertura de este tipo puede ser de varios cientos de longitudes de onda λ y su longitud medir unos pocos centímetros. El procedimiento usual a seguir en el análisis es dividir la rendija en una serie de tiras diferenciales largas (dz por l), paralelas al eje y . Inmediatamente reconoceremos, que cada una de tales tiras es una fuente lineal coherente larga, lo cual puede reemplazarse por un punto emisor en el eje z . En efecto, cada uno de dichos emisores radia una onda circular en ($y = 0$) o el plano xz . Esto es efectivamente lógico ya que la rendija es larga y los frentes de onda emergentes no están prácticamente obstruidos en la dirección de la rendija. Por consiguiente, habrá muy poca difracción paralela a los bordes de la rendija. El problema, como tal, se ha reducido al de encontrar el campo U en el plano xz debido a un número infinito de fuentes puntuales que se extienden a través del ancho de la rendija a lo largo del eje z . Entonces el campo U viene dado por,

$$U = \frac{\varepsilon_L b}{R} \frac{\text{sen}\beta}{\beta} \text{sen}(\omega t - kR) \quad (2.16)$$

Donde $\beta = (kb/2)\text{sen}\theta$; k , constante de propagación; b , es el ancho de la rendija; θ , es el ángulo entre la coordenada x y un punto P en el espacio localizado una distancia R del origen; ε_L , es la eficiencia de la fuente y ω es la frecuencia temporal angular.

Sabemos que, lo que puede medirse rápidamente no es el campo U si no la irradiancia $I = \langle U^2 \rangle_T$, es decir, la distribución de intensidad en cada elemento dz en la región de Fraunhofer de la rendija iluminada, la cual se muestra a continuación,

$$I = I(0) \left(\frac{\text{sen}\beta}{\beta} \right)^2 \quad (2.17)$$

Esta expresión se observa en la figura 2.3 (b) la cual nos describe el patrón de difracción de una rendija vertical.

Se debe enfatizar que los efectos tanto de la interferencia como de la difracción juegan un papel muy importante en el diseño de instrumentos ópticos modernos. La calidad de los muchos de los modernos sistemas de medición y de observación en campos tan diversos como la biología, la astronomía, etc., implican tener un conocimiento de las leyes de la óptica y un entendimiento detallado de dispositivos que contienen lentes, diafragmas, rendijas, espejos, etc.

2.4 Polarización

2.4.1 La naturaleza de la luz polarizada

Hasta ahora solamente hemos considerado luz linealmente polarizada⁽⁵⁾ o polarizada en un plano; es decir, para la que la orientación del campo eléctrico sea constante aunque su magnitud y signo varían con el tiempo. El campo eléctrico perturbación óptica por consiguiente reside en lo que se conoce como el campo de vibración.

Existen diferentes tipos de polarización: Polarización lineal, circular y elíptica. La que nos interesa por el momento es la lineal.

2.4.2 Polarización lineal

Podemos representar las dos perturbaciones ópticas ortogonales que fueron consideradas antes de la forma:

$$E_x(z,t) = \mathbf{i} E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (2.18)$$

Y

$$E_y(z,t) = \mathbf{j} E_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \quad (2.19)$$

Donde ε es la diferencia de fase relativa entre las ondas, ambas viajando en la dirección z . La perturbación óptica resultante es entonces simplemente:

$$E(z,t) = E_x(x,t) + E_y(y,t) \quad (2.20)$$

Si ε es cero o un entero múltiplo de 2π , -2π se dice que las ondas están en fase. La onda resultante tiene un amplitud fija igual a $(\mathbf{i} E_{0x} + \mathbf{j} E_{0y})$, es decir, es también linealmente polarizada.

Supongamos ahora que ε es un entero impar, múltiplo de π , $-\pi$. Se dicen que las ondas están 180° fuera de fase y

$$E = (\mathbf{i} E_{0x} - \mathbf{j} E_{0y}) \cos(kz - \omega t) \quad (2.21)$$

Esta onda está de nuevo linealmente polarizada pero el plano de vibración se ha rotado (y no necesariamente 90°) de la condición previa.

2.4.3 Polarizadores

Un aparato o dispositivo óptico cuya entrada es la luz natural y cuya salida es alguna forma de luz polarizada se conoce muy razonablemente como polarizador. Recordemos que una representación posible de luz no polarizada es la superposición de dos estados P ortogonales, incoherentes y de igual amplitud. Un instrumento que separa estas dos componentes, descartando una y dejando pasar la otra, se conoce como polarizador lineal. Dependiendo de la forma de salida podríamos también tener polarizadores circulares o elípticos. Todos los polarizadores están basados en uno de cuatro mecanismos físicos fundamentales: dicroísmo o absorción selectiva, reflexión, esparcimiento y birrefringencia o doble refracción. Hay, sin embargo, una propiedad fundamental que todos comparten y es simplemente que debe haber alguna forma de asimetría asociada al proceso. La asimetría puede ser alguna sutileza relacionada con el ángulo de visión o de incidencia pero más comúnmente es una anisotropía en el material del polarizador mismo.

Para comprender mejor el comportamiento de la luz al pasar a través de un polarizador lineal, supongamos que entonces hacemos incidir luz natural en un polarizador lineal ideal, solamente la luz en un estado P será transmitida. Ese estado P tendrá una orientación paralela a una dirección específica que llamaremos el *eje de transmisión* del polarizador.

Si el polarizador se gira alrededor del eje z la lectura en el detector (por ejemplo, una fotocelda) permanecerá sin cambio debido a la simetría completa de la luz no polarizada.

2.4.4 Leyes de Fresnel-Arago

Suponemos dos vectores de perturbaciones ópticas superpuestos linealmente polarizados y paralelos. Cualquier estado de polarización puede sintetizarse utilizando dos estados ortogonales P . En el caso de la luz natural (no polarizada) estos estados P son mutuamente incoherentes, por ello no representa ninguna dificultad particular.

Supongamos que cada onda tiene su vector de propagación en el mismo plano de tal forma que podemos denominar los estados P , ortogonales constitutivos con respecto a ese plano, por ejemplo, $E_{||}$ y E_{\perp} que son paralelos y perpendiculares al plano, respectivamente (Fig. 2.4). Entonces, cualquier onda plana, polarizada o no, puede escribirse de la forma $(E_{||} + E_{\perp})$. Imaginemos que las ondas $(E_{||1} + E_{\perp1})$ y $(E_{||2} + E_{\perp2})$ emitidas desde dos fuentes coherentes idénticas se superponen en la misma región del espacio. La distribución de la densidad de flujo resultante consistirá en dos figuras de interferencia independientes, perfectamente superpuestas, $\langle (E_{||1} + E_{||2})^2 \rangle_T$ y $\langle (E_{\perp1} + E_{\perp2})^2 \rangle_T$ (en esta expresión falta poner el subíndice adecuado).

Obsérvese que aunque $E_{\perp1}$ y $E_{\perp2}$ sean siempre paralelas una a otra, $E_{||1}$ y $E_{||2}$, que se hallan en el plano de referencia, no necesitan serlo. Serán paralelas solamente cuando los dos haces sean ellos mismos paralelos (es decir, $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$). La naturaleza vectorial inherente del proceso de interferencia, como es patente en la representación del producto escalar de I_{12} , no puede ignorarse. Se dan muchas situaciones prácticas en las que los haces son casi paralelos y, por lo tanto, la teoría escalar funciona. Aún así, (b) y (c) de la figura 2.4 se incluyen como medida de precaución; muestran la superposición inminente de dos ondas coherentes

linealmente polarizadas. En la Fig. 2.4, los vectores ópticos son paralelos aun cuando los haces no lo son, produciéndose no obstante el fenómeno de la

interferencia. En la Fig. 2.4c, los vectores ópticos son perpendiculares e $I_{12}=0$, lo cual se daría aquí incluso si los haces fueran paralelos.

Fresnel y Arago llevaron a cabo un estudio extensivo de las condiciones bajo las cuales se produce la interferencia de la luz polarizada y en sus conclusiones resumen algunas de las consideraciones anteriores. **Las leyes de Fresnel-Arago** son las siguientes:

1. Dos estados coherentes ortogonales P no pueden interferir en el sentido de que $I_{12} = 0$ y no hay producción de franjas.
2. Dos estados coherentes y paralelos P interferirán en la misma forma que la luz natural (luz no polarizada).
3. Dos estados ortogonales constitutivos P de luz natural no pueden interferir para formar una distribución de franjas.
4. Fácilmente observable aunque se giren para alinearlos. Este último punto es comprensible ya que estos estados P son incoherentes.

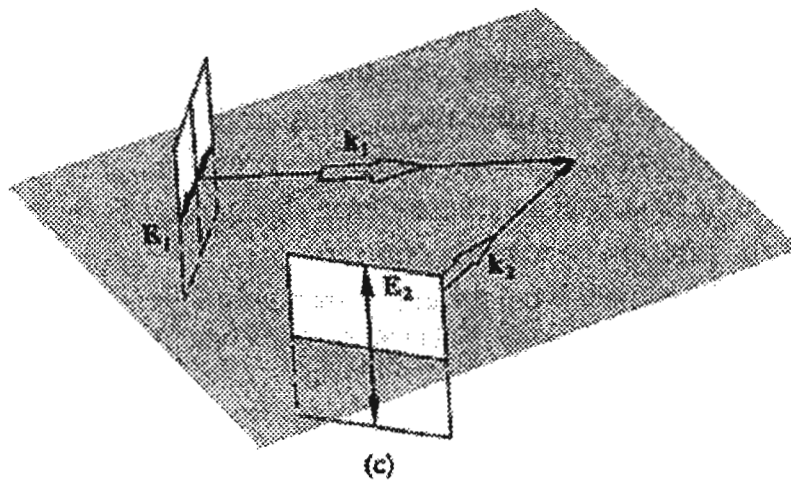
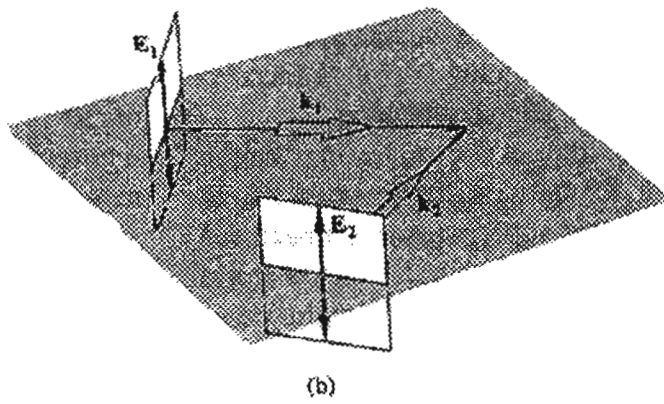
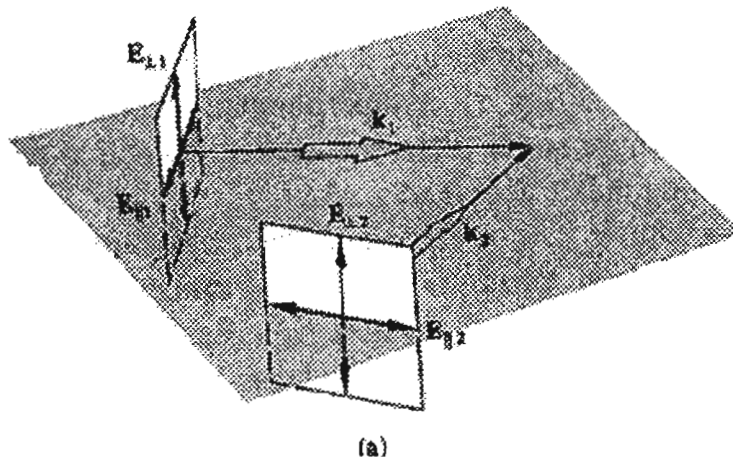


Fig. 2.4 Interferencia de luz polarizada⁽⁵⁾

2.5 El proceso holográfico

2.5.1 ¿Qué es la holografía?

Puesto que este trabajo se refiere a un tipo particular de hologramas, es importante que primero entendamos la pregunta, ¿qué es la holografía?

Holografía es la técnica de producir imágenes tridimensionales por medio de la grabación de frentes de onda y su consiguiente reconstrucción. Gabor en 1948⁽¹⁻²⁻³⁾ fue el primero en darse cuenta que era posible reconstruir un frente de onda, en su totalidad, si previamente se grababa en una placa fotográfica haciéndolo interferir con otro haz coherente. La implementación práctica fue después de la invención del láser.

2.5.2 Imagen holográfica

Un holograma⁽⁷⁾ se construye grabando en una placa fotosensible el patrón de interferencia de la fase y la amplitud de luz coherente que proviene de dos haces de láser, un haz de referencia de la fuente y la otra, luz reflejada o dispersada de un objeto o haz objeto, Fig.2.5 (la cual se muestra en la pagina siguiente).

La película es revelada químicamente y el holograma puede ser conservado para procesamiento venidero. Para ver el holograma, la película se expone a uno de los haces de la fuente nuevamente. La imagen del objeto original es entonces revelado. En la holografía la información de la fase es una vital información para grabarla con la amplitud. La interferencia con una onda de referencia provee esta información. Para reconstruir la imagen original, la onda de referencia es nuevamente introducida. Cuando se proyecta este haz a través del holograma, en

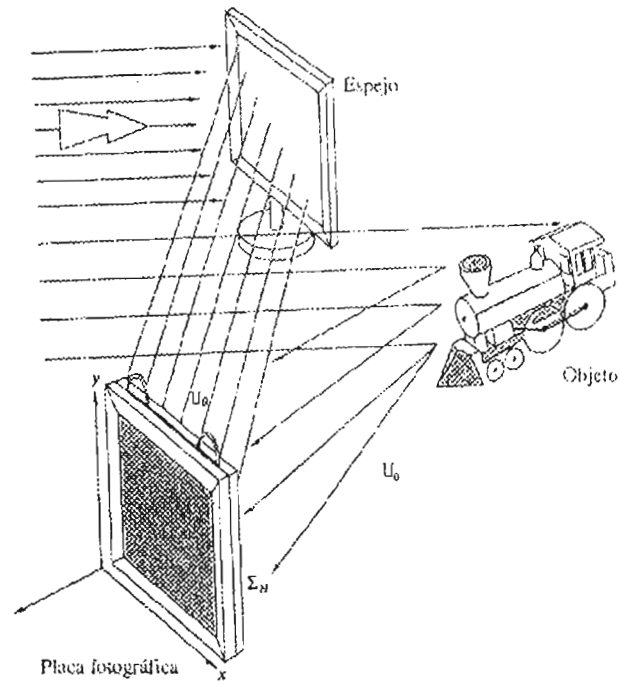


Fig. 2.5. Esquema de la grabación del holograma; aquí se describe la interferencia en la placa holográfica de la onda de referencia U_r y la onda objeto U_o ⁽⁵⁾.

el mismo ángulo en el que originalmente estaba, el patrón de interferencia dispersa la luz proyectando así una imagen (virtual) que parece estar flotando y a su vez también se obtiene una imagen real opuesta a la del holograma (imagen virtual), figura 2.6,

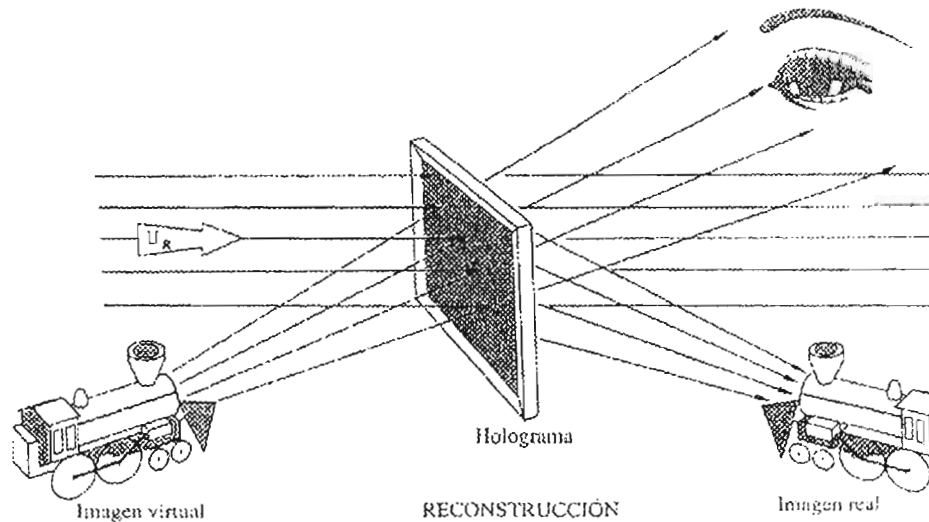


Fig. 2.6. Reconstrucción de la imagen virtual(holograma) y la imagen real del objeto⁽⁵⁾

En el siguiente desarrollo se ilustra el análisis matemático del procedimiento holográfico descrito textualmente con anterioridad pero utilizando ondas planas para el haz de referencia y haz objeto.

Al contemplar dos ondas planas se simplifica el análisis matemático.

En la ec. (2.22) se describe una onda plana perpendicular a la placa holográfica, en la ec. (2.23) se contempla una onda plana con cierto ángulo θ de incidencia, para ambos casos observar la Fig. 2.7,

Haz de referencia
$$U_r = A_1 e^{i2\pi\sigma_1 x} \Big|_{\sigma_1=0} = A_1 \quad (2.22)$$

Haz objeto
$$U_o = A_2 e^{i2\pi\sigma_2 x} \quad \text{donde } \sigma_2 = \text{sen}\theta_2 / \lambda \quad (2.23)$$

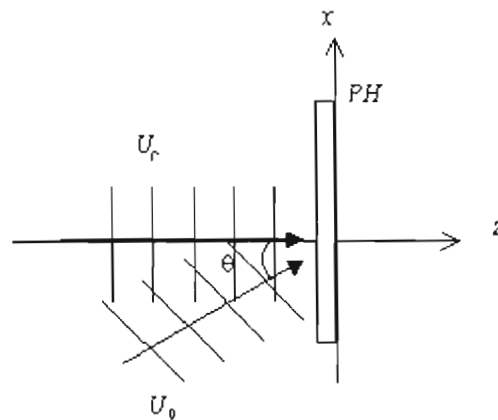


Fig. 2.7. Representación esquemática de un sistema holográfico simple; *PH*: Placa Holográfica, U_r : Haz de referencia plano, U_o : Haz objeto plano.

Al interferir las dos ondas existe una superposición, la que se graba en la placa holográfica

$$U_{TC} = U_r + U_o \quad (2.24)$$

y

$$I_{TC} = U_{TC} U_{TC}^* \quad (2.25)$$

Sustituyendo los valores de U_r y U_o en U_{TG} y después en I_{TG} tenemos

$$I_{TG} = (U_r + U_o)(U_r + U_o)^* = 2A^2[1 + \cos(2\pi\sigma_2x)] \quad (2.26)$$

Donde: $A_r = A_o = A$

La ec. (2.26) indica lo que se graba en la placa holográfica, ahora se analizará matemáticamente la reconstrucción.

Una gran aportación de Gabor a la Holográfica fue suponer que *la transmitancia es proporcional a la intensidad total grabada*. Es decir

$$t = kI_{TG} \quad (2.27)$$

Por definición la *onda total de transmitancia es igual a la transmitancia por la onda incidente*.

$$U_{TT} = tU_i \quad (2.28)$$

Donde U_i es la onda incidente en este caso es la onda de reconstrucción que representa el haz de referencia. Entonces

$$U_{TT} = tU_i = kI_{TG} U_r = kI_{TG} A_1 \quad (2.29)$$

Es decir

$$U_{TT} = k[2A^2 + A^2(e^{i2\pi\sigma_2x} + e^{-i2\pi\sigma_2x})] \quad (2.30)$$

La ec. (2.30) es analizada y concluimos que el primer término es constante y físicamente es sólo un fondo luminoso que observamos, el segundo término es él

conjugado de la onda objeto (imagen real) y por último, el tercer término es la onda objeto recuperada, es decir la imagen virtual grabada.

2.5.3 Principales tipos de hologramas

Dependiendo del perfil del frente de onda del haz objeto (se especificará más adelante), los hologramas pueden clasificarse en: holograma de Fresnel, holograma de Fourier, holograma de imagen, hologramas de luz blanca y hologramas de volumen.

2.5.3.1 Hologramas de Fresnel

Cuando la distribución del haz objeto en el holograma es el patrón de difracción en una región de Fresnel, el holograma se llama holograma de Fresnel. Este es el tipo de holograma más común.

2.5.3.2 Hologramas de Fourier

Este holograma está hecho de tal forma que el campo de distribución del haz objeto en el holograma es la transformada de Fourier del objeto. Una manera de llevar a cabo esto, es colocar el objeto en la región del campo lejano, pero en la práctica la distancia requerida es muy grande, entonces el holograma es fabricado poniendo una placa fotográfica en el plano focal trasero de una lente convergente. Usualmente lentes convergentes son utilizadas para formar la imagen reconstruida en el plano focal trasero de las lentes. El área necesaria para grabar el holograma es pequeña comparada con otro tipo de hologramas. Éste es frecuentemente utilizado para el propósito de grabación de alta densidad.

2.5.3.3 Hologramas de imagen

Un holograma hecho colocando una placa fotográfica cerca de la posición de la imagen real formada por una lente es llamado holograma imagen. Ya que la posición de la imagen reconstruida está en el mismo holograma, la distancia del holograma a la imagen es muy corta, y en consecuencia la coherencia de la fuente no es muy crítica.

Estos hologramas han adquirido gran importancia debido a las numerosas aplicaciones que tienen en diversos campos de la ciencia e ingeniería como: el procesado óptico de imágenes, códigos de seguridad, el análisis de vibraciones, las memorias con acceso óptico, la holografía acústica, la microscopía holográfica y las tarjetas de crédito entre otros.

2.5.3.4 Hologramas de luz blanca

Un holograma es un código que se graba en una rejilla de difracción. Consecuentemente, cuando un holograma es iluminado con luz blanca, las ondas son difractadas donde las longitudes de onda más grandes son difractadas más que las longitudes de onda pequeñas de la onda de referencia. El resultado es una imagen manchada. Esto puede ser compensado usando una rejilla de difracción, la cual debe de tener un espaciamiento de líneas igual al espacio promedio de las franjas en el holograma. El holograma produce dispersión, pero la rejilla intercepta el primer orden y causa dispersión en otra dirección.

2.5.3.5 Hologramas de volumen

Los hologramas de volumen pueden ser usados como filtros o bien como hologramas estos tienen selectivamente longitudes de onda y podrían reflejar o transmitir solo en una limitada banda de longitudes de onda la cual se asemeja al efecto de Bragg.

2.5.4 Hologramas de doble exposición

La holografía se considera un fenómeno de interferencia, para que se cumpla este fenómeno, el cambio total en la longitud de camino Δd del haz objeto durante la exposición debe ser menos que $\lambda/2$, donde λ es la longitud de onda de la fuente de luz. Esta restricción proviene de la geometría del arreglo óptico que se emplea ya que se convierte en lo más importante para una partícula o un objeto moviéndose.

Considere el arreglo holográfico de la Fig. 2.8 la cual representa un arreglo para un objeto. Considere que durante la exposición del objeto se mueve de una posición x_0 a una nueva posición; durante el tiempo de exposición t_0 a t_1 la translación del objeto es Δx . Entonces el cambio de la trayectoria de camino óptico total es $\Delta d = 2\Delta x$. Usando la limitación requerida para permitir el cambio en la trayectoria de camino óptico de un arreglo holográfico, $2\Delta x < \lambda/2$ o $\Delta x < \lambda/4$; por lo tanto, el objeto no puede ser trasladado a una distancia total más grande que $\lambda/4$ ya que así uno tiene todas las posibilidades de grabar el holograma. Esta geometría permite el movimiento del objeto durante la exposición. Esto se ilustra para irnos adentrando poco a poco al objetivo de la tesis.

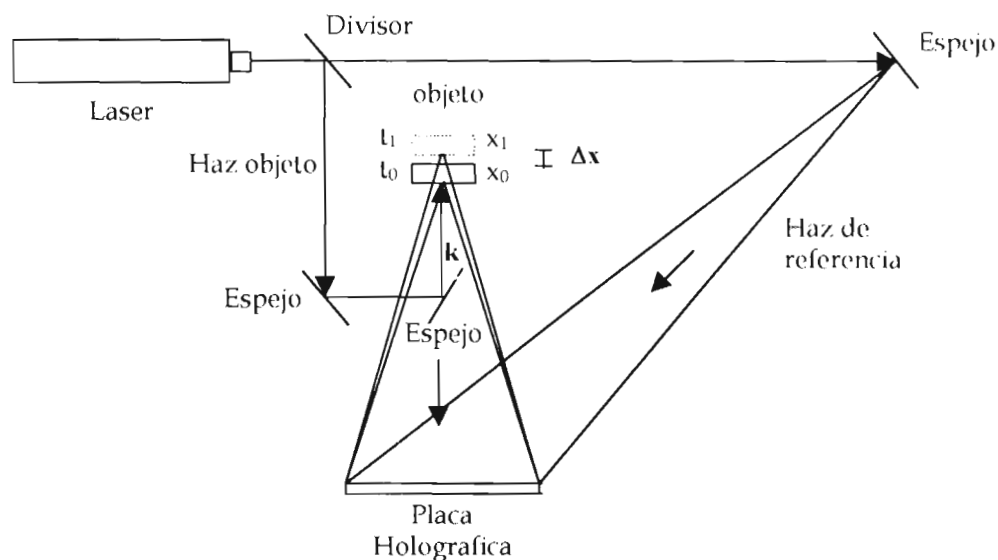


Fig. 2.8 Geometría del movimiento del objeto.

2.5.5 Hologramas de polarización

El nombre "holograma de polarización"⁽⁸⁾ es usado a menudo cuando se habla de la polarización del objeto o haz objeto. En un holograma de polarización se graban las componentes del haz objeto las cuales tienen la misma polarización que el haz de referencia. Frecuentemente, el objeto utilizado en holografía es usado como un reflector difuso. Esto significa que el rayo de luz, antes de ser reflejado al por el observador, es reflejado en tiempos promedio por la estructura microscópica del objeto. Un resultado es la polarización de la onda objeto incluso si la iluminación fue polarizada. Alternativamente, en algunas superficies los coeficientes de reflexión varían con la polarización, pueden polarizar una onda reflejada. Tal superficie es el agua. Consecuentemente, los objetos pueden polarizar o despolarizar la onda que los ilumina y el efecto sería muy importante. Otros objetos cambian la polarización de las ondas que se transmiten a través de ellos.

La primera cosa a recordar es que para la interferencia y, consecuentemente, para la grabación holográfica, los vectores eléctricos de las dos ondas podrían ser alineados. *Las ondas polarizadas perpendiculares no interfieren* . Si, por ejemplo, una onda es polarizada al azar, como ocurrirá después de la reflexión de un objeto difuso, sólo la componente del vector eléctrico la cual es paralela al vector eléctrico de la onda de referencia podrá ser grabada en la placa holográfica. La otra porción de la onda objeto podría simplemente incrementar el fondo luminoso del holograma. Si las dos ondas son polarizadas pero no tienen la misma polarización, sólo las componentes en la misma dirección pueden interferir.

No es muy importante enfocarse solamente a la dirección del vector eléctrico en un plano perpendicular a la componente de propagación. Refiérase a la Fig. 2.9 la cual muestra la dirección de propagación de las ondas objeto y de referencia. Si los vectores eléctricos de las dos ondas son perpendiculares al papel, están alineados, tienen una interferencia máxima. Sin embargo, los vectores muestran, una reducción de la interferencia indicado por el factor $\cos\theta$. Si $\theta = 90^\circ$, *los vectores eléctricos son ortogonales y no existe interferencia*. Por lo tanto, si las dos ondas son polarizadas linealmente, los términos de interferencia se reducen en la ecuación del holograma por el coseno del ángulo entre la dirección de propagación de las ondas.

Otro problema en la práctica concerniente a la polarización es que los divisores de haz no pueden tener la misma proporción para las diversas polarizaciones.

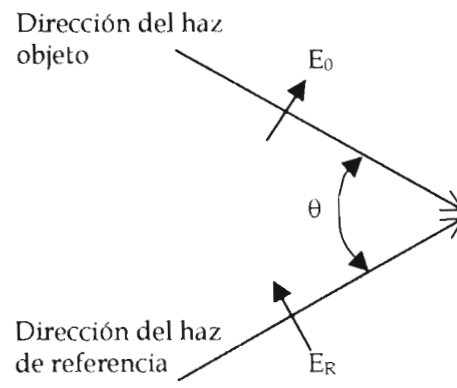


Fig. 2.9 efecto de polarización y el ángulo entre las ondas objeto y de referencia

CAPITULO 3

ANÁLISIS DEL PROBLEMA

3.1 Análisis de diferentes tipos de hologramas con el método propuesto.

En este párrafo se formula el análisis matemático del proceso holográfico para los diferentes casos que se proponen y que pueden ser fabricados con este método.

Aunque en teoría podemos pensar en un número muy grande de haces combinados, por conveniencia se consideraran solamente dos haces mutuamente incoherentes (temporalmente y espacialmente), para formar el haz que llamamos haz compuesto o quasi-coherente y con el cual elaboraremos los hologramas; además para mayor facilidad de los cálculos matemáticos, se contemplarán solamente ondas planas, en todos los casos, también se considera que tanto los haces de objeto como los de referencia tienen al menos una componente lineal de polarización en la misma dirección.

El caso que veremos a continuación (*CASO I*) es general e idealizado, esto es para darnos una idea del desarrollo matemático de la elaboración de un holograma con dos haces mutuamente incoherentes. Este caso es ilustrado experimentalmente en el capítulo 4.

CASO I. Se graba el holograma con dos haces de referencia y se reconstruye con los mismos.

En este caso veremos que podemos grabar un holograma con dos haces de referencia y recuperar la imagen con cualquiera de los dos indistintamente.

Luego sean U_{r1} y U_{r2} dos ondas planas de referencia que inciden cada una con diferente ángulo θ_1 y θ_2 de inclinación sobre la placa holográfica cuyo plano coincide con el eje x , considerando también la longitud de onda del láser (λ) y sea U_0 una onda objeto que incide perpendicularmente sobre la placa, esto se muestra esquemáticamente en la siguiente figura 3.1.

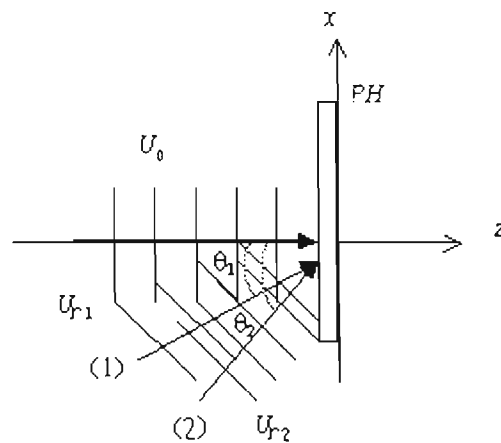


Fig. 3.1. Representación esquemática de la interferencia en la placa holográfica para el caso I; PH: Placa Holográfica, U_{r1} : Haz de referencia (1), U_{r2} : Haz de referencia (2), U_0 : Haz objeto plano.

Entonces sean:

$$\text{Haz de referencia (1)} \quad U_{r1} = A_1 e^{i2\pi\sigma_1 x}; \quad \sigma_1 = \text{sen}\theta_1/\lambda \quad (3.1)$$

$$\text{Haz de referencia (2)} \quad U_{r2} = A_2 e^{i2\pi\sigma_2 x}; \quad \sigma_2 = \text{sen}\theta_2/\lambda \quad (3.2)$$

$$\text{Haz objeto} \quad U_0 = A_3 e^{i2\pi\sigma_3 x} \Big|_{\sigma_3=0} = A_3 \quad (3.3)$$

Donde A_1 , A_2 y A_3 son amplitudes constantes; σ_1 , σ_2 y σ_3 son las frecuencias espaciales (en el caso del haz objeto, como la inclinación de esta onda es cero, respecto al plano x , su frecuencia espacial será cero, esto es: $\sigma_3=0$).

En el plano de superposición (Fig. 3.1), podemos representar la intensidad grabada en la placa holográfica, por la siguiente expresión:

$$I_{TG} = A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + A_1A_3e^{i2\pi\sigma_1x} + A_1A_3e^{-i2\pi\sigma_1x} + A_2A_3e^{i2\pi\sigma_2x} + A_2A_3e^{-i2\pi\sigma_2x} + A_1A_2e^{i2\pi(\sigma_1 - \sigma_2)x} + A_1A_2e^{-i2\pi(\sigma_1 - \sigma_2)x} \quad (3.4)$$

Para la reconstrucción, utilizamos las dos ondas de referencia a la vez,

$U_r = U_{r1} + U_{r2}$, pensemos que:

$$U_{TT} = kI_{TG} U_r \quad (3.5)$$

Donde, U_{TT} es la onda total transmitida en la placa, obteniéndose lo siguiente:

$$U_{TT} = k(A_1^2 + A_2^2)A_3 + k(A_1^2 + 2A_2^2 + A_3^2)A_1e^{i2\pi\sigma_1x} + k(2A_1^2 + A_2^2 + A_3^2)A_2e^{i2\pi\sigma_2x} + kA_1^2A_3e^{i4\pi\sigma_1x} + kA_2^2A_3e^{i4\pi\sigma_2x} + k2A_1A_2A_3e^{i2\pi(\sigma_1 + \sigma_2)x} + kA_1A_2A_3(e^{i2\pi(\sigma_1 - \sigma_2)x} + e^{-i2\pi(\sigma_1 - \sigma_2)x}) + kA_1A_2(A_1e^{i2\pi(2\sigma_1 - \sigma_2)x} + A_1^2e^{-i2\pi(\sigma_1 - 2\sigma_2)x}) \quad (3.6)$$

De la ecuación 3.6 concluimos que el primer término representa la onda objeto multiplicada por una constante, la que físicamente viene a ser la imagen virtual del objeto solo que con un fondo más iluminado. El segundo término representa la onda de referencia (3.1), el tercer término es la onda de referencia (3.2) con las cuales reconstruimos. Efectivamente obtenemos la imagen virtual (holograma) en la misma posición del objeto grabado y también en la reconstrucción podemos obtener el holograma con un solo haz de referencia, ya

sea cualquiera de los dos, debido a que los dos haces están grabados en la placa holográfica, esto se verá en el capítulo posterior. Nótese que si $\sigma_1 = \sigma_2$, lo cual implica que ambos rayos van en la misma dirección, los tres últimos términos son cero.

CASO II. Se graba el holograma con un haz de referencia U_{r1} y recuperamos con U_{r2} .

Ahora en este segundo caso, veremos que si grabamos el holograma con una haz de referencia U_{r1} y reconstruyendo con otro haz de referencia U_{r2} (contemplado que la única diferencia de estos haces, es la inclinación con la que inciden en la placa holográfica) no podemos recuperar el holograma en la misma posición que se grabó.

Se describe en la Fig. 3.2 la incidencia de la onda de referencia U_{r1} y la misma onda objeto, luego:

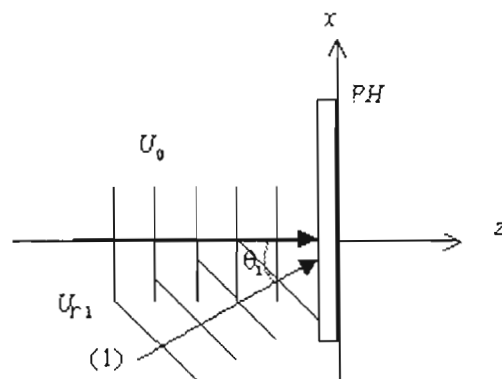


Fig. 3.2. Representación esquemática de la interferencia en la placa holográfica para el caso II.

De nuevo cada onda esta representada analíticamente por las siguientes expresiones,

$$\text{Haz de referencia (1)} \quad U_{r1} = A_1 e^{i2\pi\sigma_1 x}; \quad \sigma_1 = \text{sen}\theta_1/\lambda \quad (3.7)$$

$$\text{Haz objeto} \quad U_0 = A_3 e^{i2\pi\sigma_3 x} \Big|_{\sigma_3=0} = A_3 \quad (3.8)$$

Como ya sabemos, al interferir las dos ondas existe una superposición (ver de nuevo, figura 3.2), lo cual se representa por la intensidad grabada en la placa holográfica;

$$I_{TG} = A_1^2 + A_3^2 + A_1 A_3 e^{i2\pi\sigma_1 x} + A_1 A_3 e^{-i2\pi\sigma_1 x} \quad (3.9)$$

Si ahora en la reconstrucción se considera el otro haz de referencia U_{r2} , ya antes visto en 3.2, es decir;

$$U_{r2} = A_2 e^{i2\pi\sigma_2 x}; \quad \sigma_2 = \text{sen}\theta_2/\lambda \quad (3.10)$$

La onda resultante es,

$$U_{TT} = k(A_1^2 + A_3^2) A_2 e^{i2\pi\sigma_2 x} + k A_1 A_2 A_3 (e^{i2\pi(\sigma_1 + \sigma_2)x} + e^{-i2\pi(\sigma_1 - \sigma_2)x}) \quad (3.11)$$

Analizando la ec. 3.11 se concluye, como antes, que el primer término es el haz de referencia más intenso; también se recupera la onda objeto, sin embargo esta no se recupera en la misma posición donde se grabó el objeto, lo cual era de esperarse ya que la onda de referencia U_{r2} no está involucrada en el grabado, la cual nos da la imagen virtual en la posición esperada. Lo mismo ocurre si grabamos con U_{r2} y recuperamos con U_{r1} . Nótese de nuevo que si $\sigma_1 = \sigma_2$, (lo cual implica recuperar con el mismo haz de construcción), el caso se reduce a un holograma convencional mostrado en el capítulo 2.

CASO III. Se graba un holograma y después el otro en la misma placa holográfica (holograma de doble exposición).

Como un caso de importancia para nuestro trabajo se presenta el caso III que consiste en un holograma de doble exposición, el cual fue definido en el capítulo 2

(§ 2.5.4), los haces que se emplean al igual que el caso I y II, son ondas planas y también se considera que tanto los haces de objeto como los de referencia tienen al menos una componente lineal de polarización en la misma dirección.

Se describe en la Fig. 3.3 la incidencia de la onda de referencia U_{r1} y la onda objeto para la primera exposición,

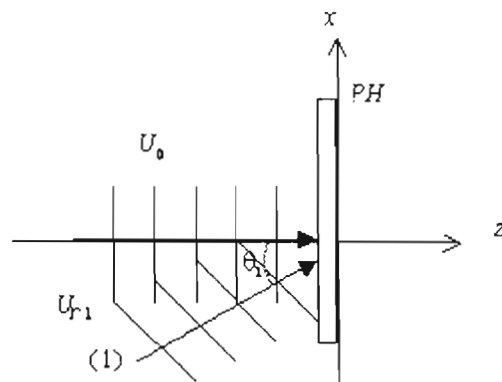


Fig. 3.3. Representación esquemática de la interferencia en la placa holográfica considerando la primera exposición para el caso III.

Considerando ahora las siguientes las expresiones de las ondas para la primera exposición, entonces:

$$\text{Haz de referencia} \quad U_{r1} = A_1 e^{i2\pi\sigma_1 x} \quad (3.12)$$

$$\text{Haz objeto} \quad U_0 = A_3 \quad (3.13)$$

Al interferir estas dos ondas tenemos la intensidad grabada en la placa holográfica, la cual se muestra a continuación;

$$I_{TG1} = A_1^2 + A_3^2 + 2 A_1 A_3 \cos[\Phi_1(x)] \quad (3.14)$$

Ya que tenemos la intensidad grabada de la primera exposición procedemos a grabar la intensidad de la segunda exposición.

Se describe en la Fig. 3.4 la segunda exposición de la onda de referencia U_{r2} y la onda objeto.

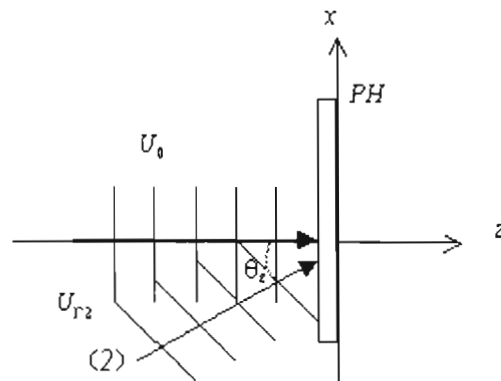


Fig. 3.4. Representación esquemática de la interferencia de una placa holográfica considerando la segunda exposición (caso III).

Entonces los haces son expresados de la siguiente manera;

$$\text{haz de referencia} \quad U_{r2} = A_2 e^{i2\pi\sigma_2 x} \quad (3.15)$$

$$\text{haz objeto} \quad U_0 = A_3 \quad (3.16)$$

Ahora, la intensidad que se graba para la segunda exposición es;

$$I_{TG2} = A_2^2 + A_3^2 + 2 A_2 A_3 \cos[\Phi_2(x)] \quad (3.17)$$

Contemplando las expresiones indicadas en 3.14 y 3.17, consideramos la intensidad total del holograma la cual contiene la información de ambas exposiciones, que viene dada por,

$$I_{TG} = I_{TG1} + I_{TG2} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_3^2 + 2A_3 \{A_1 \cos[\Phi_1(x)] + A_2 \cos[\Phi_2(x)]\} \quad (3.18)$$

Antes de reconstruir el holograma, asumimos las condiciones de linealidad, podemos recobrar simultáneamente con ambas ondas de referencia ya que consideramos que estas ondas tienen las mismas características, es decir, son iguales.

Entonces, para la reconstrucción utilizamos el haz de referencia de la primera exposición;

$$U_{TT} = k(A_1^2 + A_2^2 + 2A_3)A_1 e^{i2\pi\sigma_1 x} + 2k A_3 A_1 \{ A_1 \cos[\Phi_1(x)] + A_2 \cos[\Phi_2(x)] \} e^{i2\pi\sigma_1 x} \quad (3.19)$$

Observando detalladamente la ec. 3.19, vemos que recuperamos el haz de referencia, también el haz objeto. Si recuperamos con los dos haces, vamos a tener dos imágenes virtuales que son correspondientes a las dos exposiciones.

Revisando estos casos y familiarizándose con el desarrollo de cada uno de estos, se hace más fácil el entendimiento del planteamiento matemático propuesto al tema de tesis, el cual se tratara en el siguiente tema.

3.2 Holograma de doble exposición con haces polarizados como ejemplo del método.

En el capítulo anterior (§ 2.4.4) se mencionó que de acuerdo con las leyes de Fresnel-Arago, no es posible que dos haces polarizados lineal pero perpendicularmente, interfieran entre sí, aunque sean coherentes espacial y temporalmente. Sin embargo como se mencionó al principio que el propósito de este trabajo es demostrar que con ayuda de un holograma de doble exposición con haces mutuamente incoherentes es posible observar la "interferencia" entre dos haces con las características mencionadas, el cual aparentemente no cumple con las Leyes de Fresnel-Arago. Hemos convenido en llamar a este fenómeno "interferencia virtual" (ya que la observamos solamente al reconstruir el holograma). En los párrafos siguientes explicaremos como tratamos varios casos para poder llegar analíticamente a este resultado.

Se contemplarán dos ondas planas con cierta polarización (consideramos polarización solamente en la componente x , esto es para simplificar el desarrollo matemático) para la primera exposición, en seguida se muestra el esquema de las exposiciones en la Fig. 3.5,

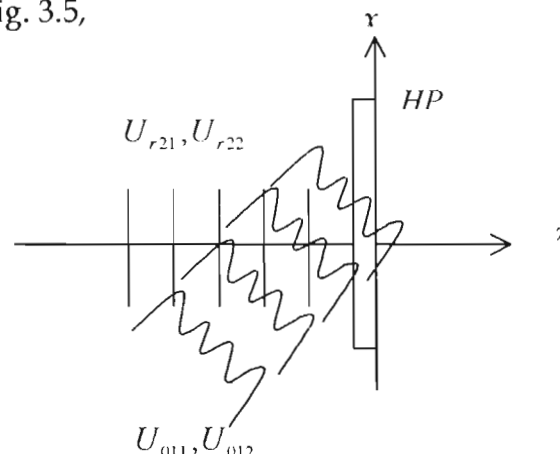


Figura 3.5 Esquema de la interferencia en la placa holográfica con haces polarizados, usando el desarrollo de un holograma de doble exposición. En cada exposición cambia el estado de polarización.

Entonces;

$$\text{haz de referencia} \quad U_{r21} = A_2 \mathbf{i} \quad (3.20)$$

$$\text{haz objeto} \quad U_{o11} = A_1(x) e^{i\Phi_1(x)} \mathbf{i} \quad (3.21)$$

Donde $A_1(x)$ es la amplitud, $\Phi_1(x)$ la fase, \mathbf{i} es el vector unitario en la dirección x en el plano de interferencia, esto nos indica el estado de polarización que llevan las ondas.

Siguiendo el mismo método ya antes visto encontramos que para la primer exposición tenemos la siguiente expresión de la intensidad grabada

$$I_{TG1} = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos[\Phi_1(x)] \quad (3.22)$$

Y para la segunda exposición (ver de nuevo la figura 3.5), suponemos un pequeño desplazamiento del objeto tal que el término $\Phi_1(x)$ cambia a $\Phi_2(x)$. También se cambia el estado de polarización de ambos haces,

$$\text{haz de referencia} \quad U_{r22} = A_2 \mathbf{j} \quad (3.23)$$

$$\text{haz objeto} \quad U_{o12} = A_1(x) e^{i\Phi_2(x)} \mathbf{j} \quad (3.24)$$

Donde \mathbf{j} es el vector unitario en dirección y , y grabamos el segundo holograma,

$$I_{TG2} = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos[\Phi_2(x)] \quad (3.25)$$

En la expresión anterior se conserva el estado de polarización, sin embargo esta información en general podría ser diferente al introducir I_{TG1} , dependiendo del tipo de objeto. Sin embargo, la intensidad total del holograma contiene la información de ambas exposiciones, que viene dada por,

$$\begin{aligned} I_{TG} &= I_{TG1} + I_{TG2} = 2A_1^2 + 2A_2^2 + 2 A_1 A_2 \{ \cos[\Phi_1(x)] + \cos[\Phi_2(x)] \} \quad (3.26) \\ &= 2A_1^2 + 2A_2^2 + 4 A_1 A_2 \{ \cos[1/2\{\Phi_1(x) + \Phi_2(x)\}] \sin[1/2\{\Phi_1(x) - \Phi_2(x)\}] \} \end{aligned}$$

Antes de reconstruir el holograma, asumimos (como en el caso III) las condiciones de linearidad, podemos recobrar simultáneamente con ambas ondas de referencia, pero ahora ambos poseen el mismo estado de polarización, el estado de polarización con el cual se reconstruya: \mathbf{i} o \mathbf{j} , además se consideran en magnitud iguales. Consecuentemente, estas dos ondas originalmente son mutuamente incoherentes (por el estado de polarización) y ahora producen franjas de interferencia virtual.

CAPITULO 4

DESARROLLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

Como ejemplo desarrollaremos el caso I, propuesto en el capítulo anterior ya que es muy ilustrativo para nuestro propósito de la tesis, primero se mostrará como obtener haces mutuamente incoherentes (espacial) lo cual se muestra en la figura 4.1 (se muestra en la siguiente página), la cual nos describe dos haces, uno recorre mayor trayectoria óptica (a) que el otro (b), (este sistema es muy parecido al interferómetro de Mach-Zender), este arreglo nos proporciona franjas de interferencia, lo interesante es que, al variar la distancia entre los dos espejos (E_1, E_2) del sistema propuesto (ver Fig. 4.1), se observan que las franjas en algún momento desaparecen en el plano de observación, es así como deducimos medir experimentalmente la incoherencia mutua de los dos haces.

$E_1, E_2, E_3, E_4 =$ Espejos

$D_1, D_2, D_3 =$ Divisores

$MO =$ Objetivo

$L =$ Lente

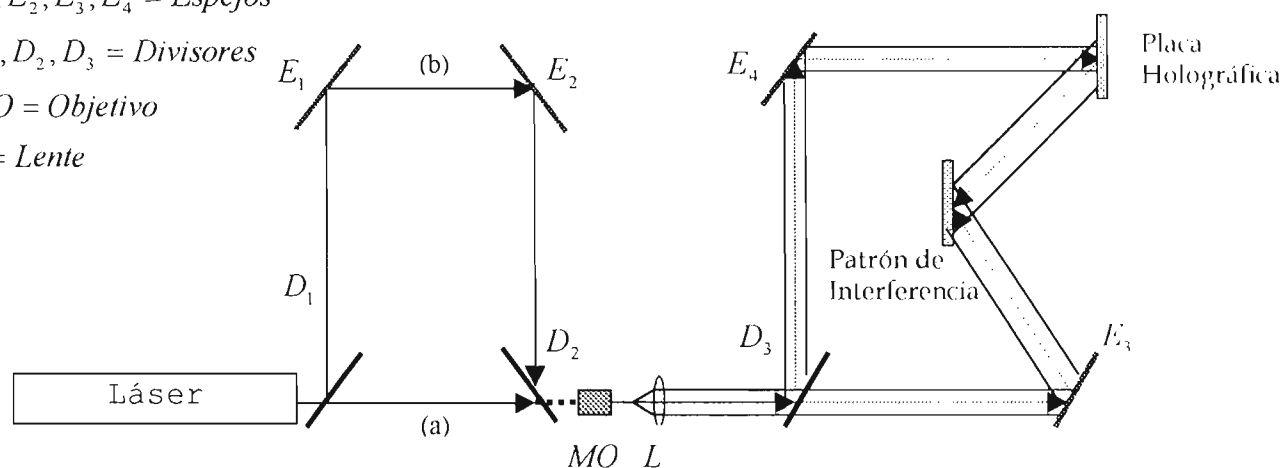


Fig. 4.1 Esquema de un arreglo tipo interferómetro de Mach-Zender para hacer dos haces mutuamente incoherentes mencionados en el texto

Para apreciar visualmente lo anterior se mostrarán las siguientes fotos las cuales se tomaron utilizando el sistema de la figura 4.1;

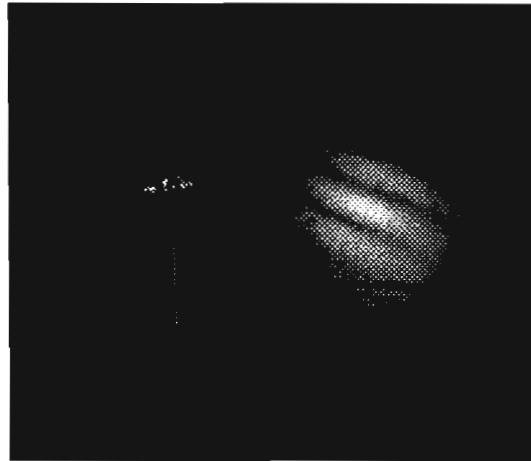


Fig. 4.2 En esta fotografía se muestran las franjas de interferencia

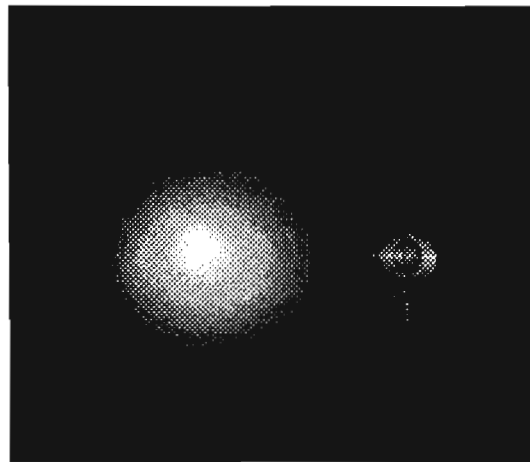


Fig. 4.3 interferencia nula, esto es cuando sobrepasamos el limite de la coherencia mutua para considerar ahora la incoherencia mutua de los haces

Ya que se tiene la idea experimentalmente de como obtener haces mutuamente incoherentes (espacial), entonces, usando estos haces se planteará el problema para elaborar un holograma. Contemplando la Fig. 4.4 se muestra el arreglo experimental con el que se lleva acabo la toma del holograma con dos

fuentes de luz separadas e incoherentes entre sí, el arreglo tipo interferómetro Mach - Zender (1) que se montó en el laboratorio al igual que el arreglo holográfico (2).

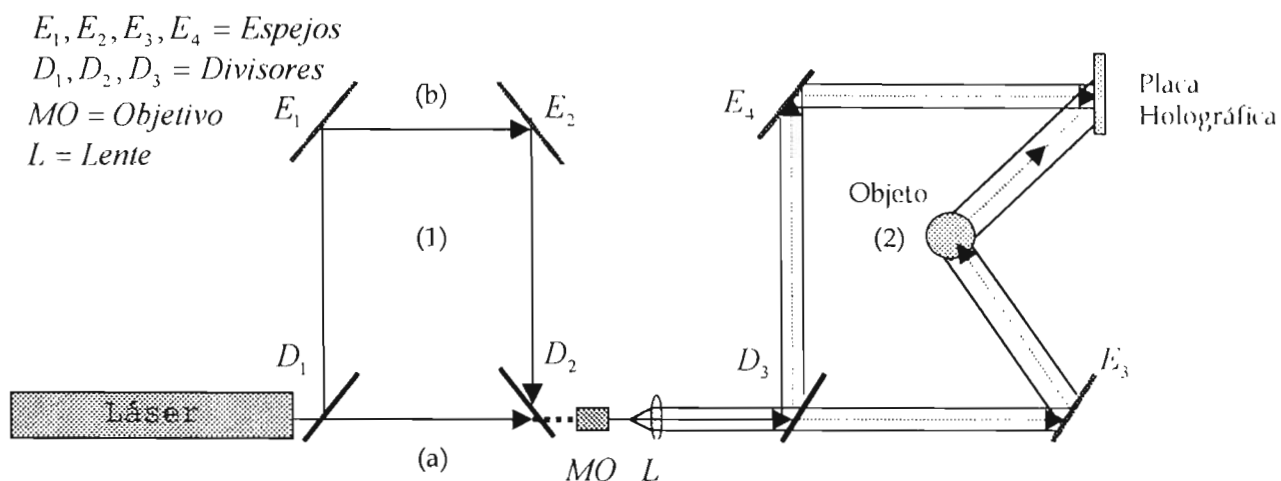


Fig. 4.4. Arreglo óptico para generar dos fuentes de luz mutuamente incoherentes, arreglo tipo Mach-Zender (1) y el holograma con estas dos fuentes(2)

En la Fig. 4.5 se muestra el holograma que se obtuvo del objeto (botella de plástico), el cual puede reconstruirse con un solo haz o ambos, como también se observa en esta última figura el objeto aparece con todos sus detalles, a pesar de que las fuentes de luz no coinciden espacialmente como lo muestra la Fig 4.3 de aquí surge la idea de utilizar haces polarizados para hacer más mutuamente incoherentes los haces, que es ahora el tema central de este trabajo.



Fig. 4.5 Holograma del objeto visto con cualquier haz

Al confirmar los resultados experimentales anteriores, se decidió hacer una variante al sistema usando luz polarizada linealmente, esto es para hacer más mutuamente incoherentes los haces. Estos haces mutuamente incoherentes (espacial) polarizados se van a utilizar para obtener un holograma de doble exposición, el cual se describe posteriormente;

Entonces, se utiliza el mismo sistema visto más detalladamente, pero ahora contemplaremos dos polarizadores, figura 4.6, uno en cada brazo del arreglo tipo interferómetro de Mach - Zender, se juntan los dos haces del sistema discutido con anterioridad, por medio de un divisor de haz, se midió la potencia y alineación del sistema holográfico.

$P_1 = -45, P_2 = 45 = \text{Polarizadores} - \text{lineales}$

$E_1, E_2, E_3, E_4 = \text{Espejos}$

$D_1, D_2, D_3 = \text{Divisores}$

$MO = \text{Objetivo}$

$L = \text{Lente}$

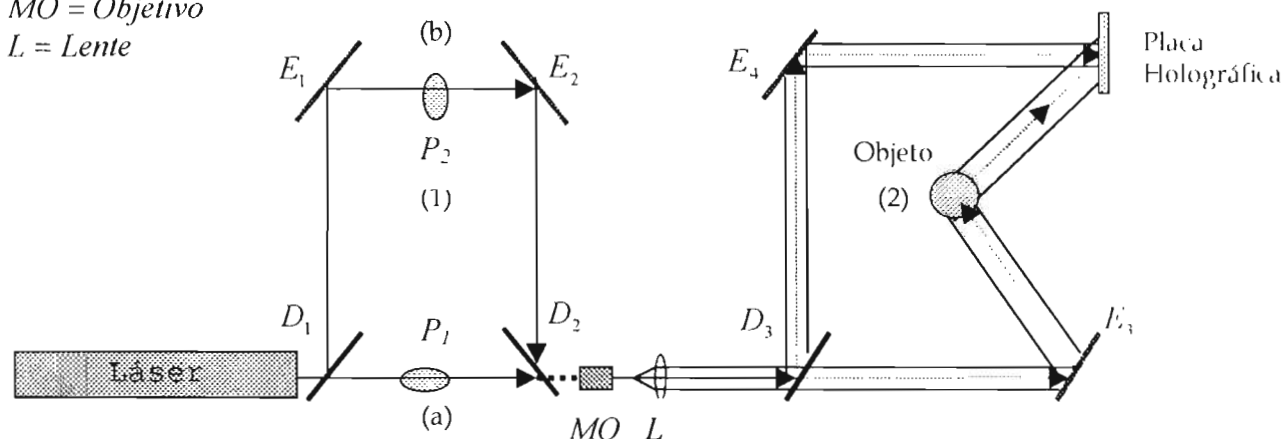


Fig. 4.6 Mismo arreglo pero ahora con polarizaciones

Después se graba un primer holograma del objeto. Se realiza un pequeño desplazamiento Δx en el objeto, posteriormente, se graba un segundo holograma en la misma placa holográfica (holograma de doble exposición). En el primer grabado se considero una polarización a 45° y en el segundo grabado a -45° ,

revelando la placa holográfica y reconstruyendo con cualquiera de los haces se observó que efectivamente se graban los dos hologramas pero con interferencia debido a los dos conjuntos de ondas incidentes (el análisis matemático se plantea en el capítulo 3, (§ 3.3)).

La Fig.4.7 demuestra en efecto un holograma de doble exposición realizado bajo las condiciones de linealidad; donde podemos ver franjas de interferencia a través de un objeto (botella de plástico en este caso), debido al desplazamiento pequeño. Estas franjas demuestran de hecho que ambos frentes de onda están interfiriendo, aunque tengan originalmente diferente estado de polarización.

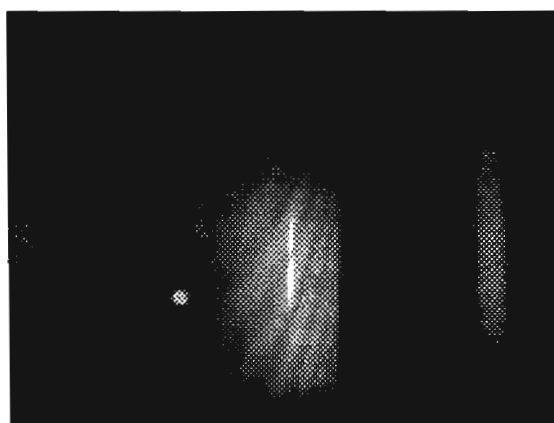


Fig. 4.7. Fotografía de un holograma de doble exposición, donde ambos tienen franjas de interferencia debido a un desplazamiento pequeño del objeto. Aunque las exposiciones fueron hechas con los estados polarizados perpendiculares, el holograma produce interferencia, puesto que en la reconstrucción ambos salen con la misma polarización.

CAPITULO 5

CONCLUSIONES

Se confirmo en los resultados experimentales, que el enfoque inicial del planteamiento analítico de la tesis no era el adecuado, el cual se basaba en aplicar la Función de Distribución de Wigner (FDW) para explicar el limite de la coherencia e incoherencia mutua de los haces, lo cual nos ayudo a replantear y buscar una variante al sistema lo cual resulta muy interesante.

Dentro de esta modificación (luz polarizada) del sistema, uno de los resultados importantes fue el hecho de que la placa holográfica no es sensible a la polarización ya que, independientemente con que polarización grabemos el patrón de interferencia, o sea, el holograma, lo podemos recobrar o reconstruir con cualquier otro estado.

Como en muchos otros campos de la ciencia, debemos de tener cuidado al definir un fenómeno en óptica ya que en algunos pequeños detalles del experimento se envuelven los principios básicos. El experimento mostrado, demuestra la posibilidad de observar interferencia entre dos haces de luz. El experimento estudiado en este trabajo es un simple holograma de doble exposición, en el cual introducimos estados perpendiculares de polarización en las exposiciones. Se graba en una primera exposición con una polarización i y después una segunda exposición con una polarización j . La información total es grabada en la placa y puede ser recobrada en cualquier momento por cualquier estado de polarización. Aunque parezca un experimento trivial, el resultado

es interesante. Asumir que se quiere ver por completo todas las características de un objeto, el cual posee algún tipo de propiedad de luz polarizada. Entonces uno puede seguir el método propuesto y ver todos los efectos usando un solo tipo de polarización. Otro aspecto sobresaliente es que, siendo haces mutuamente incoherentes polarizados cumplen las leyes de Fresnel-Arago, vistas en el capítulo 2 ya que lo que se graba en la placa holográfica es la intensidad y no el campo eléctrico que incide en el plano de la placa holográfica.

Algunos investigadores recientemente, se han interesado en este tema: "hogramas de polarización"⁽⁹⁻¹⁰⁾, relacionándolo con ciencia de materiales y dentro del campo de la biología, lo cual nos dice que se puede extender este tema hacia las demás áreas para investigar algunas aplicaciones en la actualidad.

Otro aspecto importante a plantear es que la "interferencia virtual" observada en el holograma, viene dada por otro fenómeno físico, que es debido al desplazamiento que realizamos antes de la segunda exposición, lo cual, en un trabajo a futuro, podemos pensar en algunas posibles aplicaciones.

REFERENCIAS

1. D. Gabor, "A New Microscope Principle," *Nature*, **161**, 777-779 (1948)
2. D. Gabor, "Microscopy by Reconstructed Wavefronts", *Proc. Roy. Soc.* **A197**, 454-487 (1949)
3. D. Gabor , "Microscopy by Reconstructed Wavefronts: II," *Proc. Roy. Soc.* **B64**, 449-470 (1951)
4. Reynolds, De Velis, Parrent, Thompson, "Elementary Theory of Optical Coherent: Part I", *Physical Optics Notebook : Tutorials in Fourier Optics*, 71-72, SPIE Optical Engineering Press (1989)
5. Hecht, *Óptica*, tercera edición, addison wesley; Max Born and Emil Wolf, *Principles of Optics*, sixth edition, pergamon
6. R. Bracewell, *The Fourier Transform and its applications* (McGraw-Hill Book Co., New York, 1965), H. Lipson, *Optical Transform* (Academic Press, New York, 1972), Ch.10
7. Winston E. Kock, *Lasers and holography an Introduction to Coherent Optics*, second enlarged edition
8. W. Thomas Cathey, "Polarization Holograms", *Handbook of Optical Holography*, H.J. Caufield Ed., 205-208, Academic Press, San Diego CA, (1979)
9. Bao-Lai Lang, Zhao-Qi Wang, C. M. Cartwright, Hui Zhang, Mei-Song Ding, and W. A. Guillespie, "Holographic recording with orthogonally polarized beams in a cesium-doped $(K_{0.5}Na_{0.5})_{0.2}(Sr_{0.75}Ba_{0.25})_{0.9}Nb_2O_6$ Crystal", *Appl. Opt.*, **40**, No. **26**, 4667-4671 (2001)
10. Yoshiko Okada-Shudo, Jean-Michel Jonathan, Gerald Roosen, "Polarization holography with photoinduced anisotropy in bacteriorhodopsin", **41**, 2803-2808 (2002)

APÉNDICE

A.1 IRRADIANCIA

Una de las propiedades más significativas de la onda electromagnética es que transporta energía. Cualquier campo electromagnético existe dentro de alguna región del espacio y es por consiguiente es muy natural considerar la energía radiante por unidad de volumen, es decir la densidad de energía U . El flujo de energía a través del espacio en la forma de una onda electromagnética es compartido por sus campos constitutivos, eléctricos y magnéticos. Ya que

$$U = U_E + U_B \quad (\text{a.1})$$

teniendo que

$$U_E = \epsilon_0 \cdot E^2 / 2 \quad (\text{a.2})$$

y

$$U_B = 1/2\mu_0 \cdot B^2 \quad (\text{a.3})$$

tenemos que

$$U = \epsilon_0 \cdot E^2 \quad (\text{a.4})$$

equivalentemente

$$U_B = 1/ \mu_0 \cdot B^2 \quad (\text{a.5})$$

Simbolizaremos con \mathbf{S} el transporte de energía por unidad de tiempo (la potencia) a través de un área unitaria. En el sistema MKS tendría entonces las unidades de W/m^2 . Para medios isotrópicos la energía fluye en la dirección de la propagación de onda. El vector \mathbf{S} correspondiente es entonces

$$\mathbf{S} = 1/\mu_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B}$$

o

(a.6)

$$\mathbf{S} = c^2 \epsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B}$$

La magnitud de \mathbf{S} es la potencia por unidad de área que cruza una superficie cuya normal es paralela a \mathbf{S} . Se le conoce como el vector de Poynting, en honor de John Henry Poynting (1852 - 1914).

A frecuencias ópticas, \mathbf{S} es una función variable en del tiempo extremadamente rápida y así su valor instantáneo es una cantidad impráctica de medir. Esto más bien sugiere que empleemos promedios. El valor promedio en el tiempo del vector de Poynting, simbolizado por $\langle \mathbf{S} \rangle$, es una medida conocida como irradiancia, I .

Si

$$\mathbf{S} = c^2 \epsilon_0 \mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \text{ y } \langle \cos^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \rangle = 1/2, \quad (\text{a.7})$$

Entonces

$$\langle \mathbf{S} \rangle = c^2 \epsilon_0 / 2 |\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}_0| \quad (\text{a.8})$$

o

$$I \equiv \langle \mathbf{S} \rangle = c \epsilon_0 / 2 E_0^2 \quad (\text{a.9})$$

La irradiancia es por consiguiente proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico. E es considerablemente más efectiva al ejercer fuerzas sobre las cargas que B , nos referiremos a E como el campo óptico, y podremos utilizar

$$I = c \epsilon_0 \langle E_0^2 \rangle. \quad (\text{a.10})$$