



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO



**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.**

INTERFERÓMETRO DE DESPLAZAMIENTO VECTORIAL

Tesis presentada por

GUILLERMO GARCÍA TORALES

ASESOR: DRA. MARIJA STROJNIK

Como requisito para obtener
el grado de Doctor en Ciencias (Óptica)

León, Gto.

Agosto del 2001

Agradecimientos

Quiero agradecer al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), al Centro de Investigaciones en Óptica (CIO), y al Consejo de Ciencia y Tecnología del Estado de Guanajuato (CONCYTEG), por el soporte económico que recibí y que fue imprescindible para realizar exitosamente este proyecto de investigación.

Es mi deseo agradecer por el apoyo que recibí, a todo el personal administrativo, técnico y docente que integra esta institución. De manera particular a la Dirección de Formación Académica. Gracias por su valioso trabajo que hace posible la culminación de muchos anhelos.

Mi total y eterno agradecimiento a mi asesor, la Doctora Marija Strojnik, a quien sin duda, le debo mi formación como investigador. Hoy, estoy consciente que todo aquello que vale la pena en esta vida no se alcanza fácilmente. *There is not free ride...*

Mi agradecimiento sincero a los miembros de mi comité doctoral, formado por la Doctora Cristina E. Solano Sosa y los Doctores Daniel Malacara Hernández y Gonzalo Páez Padilla, quienes con sus sabios consejos, sus evaluaciones juiciosas y sus palabras de aliento, consolidaron la conclusión de este trabajo de investigación.

Mil gracias por su amistad a los Ingenieros Jesús Castellón, Jorge Flores, Pedro Arguijo, Jesús Muñoz, Iván Moreno, y Jaime Sandoval con quienes tuve el placer de trabajar, de aprender y compartir conocimientos, críticas y comentarios de manera constructiva, profesional, e inteligente, a todos ellos mis mejores deseos.

Un agradecimiento muy particular para quienes me brindaron su amistad más allá del ámbito profesional. De manera especial a Geminiano Martínez, Jesús Villa, y Juan Hurtado, quienes soportaron mi compañía, mal humor y mis infinitas contradicciones por varios años. A Laura González, Guillermina Muñiz, Yobani Mejía, Ismael Torres y Antonio Quiroga por su respaldo moral y su extraordinaria capacidad para escuchar y compartir. Para todos ellos *"unsemillones"* de gracias.

A mi querida familia Yoly, Alexis, Montse, Toño, Iván, Alex, Victor, Dora, Marisa y Guillermo, un millón de gracias por su infinita paciencia y su inagotable cariño, por siempre...

GRACIAS.

*Para mi esposa: Ana Yolanda.
Para mis padres: María Isabel y Guillermo.*

Ad augusta per angusta

Interferómetro de Desplazamiento Vectorial

Resumen

Este trabajo presenta resultados sobre la investigación del principio de operación del interferómetro de desplazamiento vectorial como un versátil instrumento que incorpora las ventajas de la interferometría convencional así como las de los actuales interferómetros de desplazamiento. Se muestra que la adecuada operación de éste sistema facilita la detección de grandes y pequeñas aberraciones en componentes ópticos con y sin simetría rotacional. Debido a la variación controlada de la sensibilidad del instrumento, es posible controlar la densidad y la orientación de las franjas de los interferogramas con lo que se puede simplificar el desarrollo y funcionamiento de algunos algoritmos de desenvolvimiento de fase. El interferómetro de desplazamiento vectorial se presenta como una novedosa alternativa de detección y análisis de frentes de onda, lo cual contribuya a la generación de nuevas pruebas y métodos de fabricación de componentes ópticos modernos.

El primer capítulo presenta una breve recopilación histórica de las principales aplicaciones en donde las técnicas interferométricas han demostrado su relevancia. Además, se establecen los objetivos, la justificación y la metodología del trabajo de investigación.

En segundo capítulo presenta los principios fundamentales de la interferometría como fenómeno físico y las condiciones para su existencia. Se describen además el principio de

operación de los interferómetros convencionales más importantes así como los principales interferómetros de desplazamiento destacando las ventajas y desventajas en la prueba de superficies esféricas. Además, se muestra una comparación cualitativa respecto de los sistemas de desplazamiento que utilizan una placa plano paralela.

El capítulo tres presenta el dispositivo fundamental del interferómetro, el sistema de desplazamiento o sistema director del frente de onda. El principio de operación de este dispositivo se basa en el control del ángulo relativo entre un par de prismas de cuña generado por la rotación de los mismos. Adicionalmente, se desarrollan las ecuaciones exactas de transferencia y refracción y se simula la propagación de un conjunto de rayos a través del sistema de prismas mediante la técnica del trazo de rayos exactos.

El cuarto capítulo reporta el proceso de fabricación y prueba de cinco prismas de cuña, realizadas dentro de las instalaciones del Centro de Investigaciones en Óptica. También, se especifica la contribución de las aberraciones debido a la inclusión de los prismas de cuña en el sistema.

En capítulo cinco se analiza y describe el principio de operación del interferómetro vectorial. Se muestra su funcionamiento como detector del frente de onda mediante el análisis de simulaciones de los patrones de interferencia. Se verifica el resultado de las simulaciones comparándolas con los resultados obtenidos experimentalmente de un elemento óptico simétrico y uno asimétrico.

El sistema propuesto tiene una sensibilidad variable, en el capítulo seis, se establecen las ventajas de este hecho y se compara con otras técnicas de interferometría de desplazamiento. Aquí se desarrolla el análisis de los errores que el sistema introduce en la generación de los patrones interferométricos, así como el análisis de resolución y los requerimientos mínimos del sistema de adquisición de imágenes. Se presentan resultados experimentales que muestran el control sobre la densidad y la orientación de las franjas de los patrones de interferencia generados en el nuevo interferómetro comparándolos con aquellos obtenidos en un sistema interferométrico comercial.

Por último, el séptimo capítulo presenta las conclusiones generales del trabajo de investigación destacando la importancia de los resultados en la utilización de este nuevo sistema interferométrico. También se describe el trabajo a futuro que abre un gran número de perspectivas de aplicación del interferómetro de desplazamiento vectorial.

Interferómetro de Desplazamiento Vectorial

| | |
|--|-----------|
| Contenido | iv |
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Antecedentes | 1 |
| 1.2. Objetivos | 8 |
| 1.3. Justificación | 9 |
| 1.4. Metodología | 11 |
| Referencias del capítulo 1 | |
| 2. Fundamentos de interferometría | 17 |
| 2.1. Introducción | 17 |
| 2.2. Interferencia: los fundamentos | 17 |
| 2.3. Coherencia temporal y coherencia espacial | 24 |
| 2.4. Interferómetros convencionales | 28 |
| 2.5. Interferómetros de desplazamiento | 34 |
| 2.5.1 Interferometría de desplazamiento radial | 37 |
| 2.5.2 Interferometría de desplazamiento rotacional | 40 |
| 2.5.3 Interferometría de desplazamiento lateral | 42 |
| 2.5.6. Conclusiones | 47 |
| Referencias del capítulo 2 | 48 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 3. | Sistema director del frente de onda | 53 |
| 3.1. | Introducción | 53 |
| 3.2. | Prismas de desviación del frente de onda | 54 |
| 3.2.1. | Prismas delgados | 55 |
| 3.2.2. | Prismas de Risley | 57 |
| 3.3. | Ecuaciones exactas del trazo de rayos | 62 |
| 3.4. | Dirección de rotación de los prismas | 68 |
| 3.4.1. | Inclinación del frente de onda | 73 |
| 3.4.2. | Desplazamiento del frente de onda | 75 |
| 3.5. | Resultados del trazo de rayos | 77 |
| 3.6. | Desviación por la rotación de un solo prisma | 78 |
| 3.7. | Desviación por la rotación de ambos prismas | 81 |
| 3.8. | Conclusiones | 85 |
| | Referencias del capítulo 3 | 86 |
| 4. | Fabricación de los prismas del sistema de desplazamiento | 89 |
| 4.1. | Introducción | 89 |
| 4.2. | Especificaciones de fabricación | 89 |
| 4.2.1. | Requerimientos de fabricación: exactitud de superficie | 91 |
| 4.2.2. | Requerimientos de fabricación: calidad cosmética | 91 |
| 4.3. | Proceso de fabricación | 92 |
| 4.3.1. | Selección y compra del material | 92 |
| 4.3.2. | Dimensiones de los prismas | 93 |

| | |
|---|------------|
| 4.3.3. Corte y redondeo | 95 |
| 4.3.4. Bloqueo | 95 |
| 4.3.5. Esmerilado y primera fase de pulido del lado recto | 96 |
| 4.3.6. Desbloqueo de cara 1, bloqueo de la cara 2 | 97 |
| 4.3.7. Esmerilado y primera fase de pulido de la hipotenusa | 97 |
| 4.3.8. Rectificado y pruebas preliminares | 98 |
| 4.3.9. Pulido final | 99 |
| 4.3.10. Biselado o achaflanado | 101 |
| 4.4. Prueba interferométrica de las superficies | 101 |
| 4.5. Sistema director: distorsión | 112 |
| 4.6. Conclusiones | 114 |
| Referencias del capítulo 4 | 115 |
| | |
| 5. Interferómetro de desplazamiento vectorial | 117 |
| 5.1. Introducción | 117 |
| 5.2. Interferómetro de desplazamiento vectorial | 118 |
| 5.3. Configuración del interferómetro de desplazamiento vectorial | 123 |
| 5.4. Simulación de patrones interferométricos | 129 |
| 5.4.1. Aberración esférica | 132 |
| 5.4.2. Astigmatismo | 133 |
| 5.4.3. Coma | 134 |
| 5.4.4. Mezcla de aberraciones | 135 |
| 5.4.5. Comparación experimental | 137 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| 5.5. | Resultados experimentales | 138 |
| 5.5.1. | Prueba por transmisión | 139 |
| 5.5.2. | Prueba por reflexión | 140 |
| 5.5.3. | Alineación | 141 |
| 5.6. | Conclusiones | 142 |
| | Referencias del capítulo 5 | 144 |
| 6. | Sensibilidad y precisión del interferómetro de desplazamiento vectorial | 147 |
| 6.1. | Introducción | 147 |
| 6.2. | Antecedentes | 148 |
| 6.3. | Sistema de desplazamiento | 151 |
| 6.4. | Sensibilidad del interferómetro | 158 |
| 6.5. | Precisión del sistema de desplazamiento: análisis de errores | 167 |
| 6.6. | Sistema de adquisición de imágenes: resolución | 170 |
| 6.7. | Resultados experimentales | 172 |
| 6.8. | Conclusiones | 176 |
| | Referencias del capítulo 6 | 178 |
| 7. | Conclusiones generales y trabajo a futuro | 183 |
| 8. | <i>Apéndice:</i> Resultados preliminares de la prueba por transmisión de una esfera de vidrio | |

Lista de Figuras

Lista de figuras del capítulo 2

- Figura 2.1.** La irradiancia de las franjas de interferencia como una función de la diferencia de fase δ en radianes (a) Perfil cosenoidal. (b) Patrón de intensidad interferométrico.
- Figura 2.2.** Configuración experimental del interferómetro de Fizeau para la prueba de un plano óptico utilizando una superficie plana de referencia.
- Figura 2.3.** Franjas de Fizeau: Para una franja dada, la separación entre franjas es una constante. (a) Comparación de un plano óptico con una irregularidad en su superficie respecto de una referencia perfecta. (b) Representación del interferograma correspondiente al plano óptico del inciso (a).
- Figura 2.4.** Interferómetro Twyman–Green utilizado para la prueba de un espejo esférico.
- Figura 2.5.** Arreglo experimental típico de un interferómetro Mach–Zehnder.
- Figura 2.6.** Superposición de los frentes de onda original y una de las réplicas modificadas por el interferómetro de desplazamiento radial. Los frentes de onda, el expandido y el contraído, comparten la misma coordenada central.
- Figura 2.7.** Arreglo experimental de un interferómetro de desplazamiento radial. Ambos frentes de onda el expandido y el contraído conservan su coordenada central.
- Figura 2.8.** La sensibilidad relativa del interferómetro de desplazamiento radial varía en función del desplazamiento radial efectivo.
- Figura 2.9.** Los frentes de onda original y el rotado coinciden en su coordenada central en el interferómetro de desplazamiento rotacional.
- Figura 2.10.** Arreglo experimental de un interferómetro de desplazamiento rotacional basado en la configuración del interferómetro de Jamin.
- Figura 2.11.** Sensibilidad relativa del interferómetro de desplazamiento rotacional.
- Figura 2.12.** Desplazamiento lateral de un frente de onda respecto de la posición del frente de onda original

Figura 2.13. Moduladores de fase comúnmente utilizados para generar desplazamiento lateral: (a) placa plano paralela, (b) rejilla, (c) prismas con desplazamiento vertical y (d) prismas de Risley.

Figura 2.14. Uno de los arreglos experimentales más sencillos para generar desplazamiento lateral entre dos frentes de onda se obtiene utilizando una placa plano paralela.

Figura 2.15. Curva de desplazamiento del interferómetro de desplazamiento lateral que utiliza una placa plano paralela.

Lista de figuras del capítulo 3

Figura 3.1. Un rayo colineal al eje óptico incide normal a una de las caras del prisma, sufre una desviación alejándose del vértice o parte más aguda del prisma, hacia su parte más gruesa. Cuando el prisma rota alrededor del eje óptico 360° , el rayo de salida forma un cono cuyo ángulo medio es γ .

Figura 3.2. Parámetros de un prisma. Del lado izquierdo se muestra la vista frontal de uno de los prismas. La abertura circular tiene diámetro D y rota sobre su centro un ángulo ω , respecto del eje z . Del lado derecho, se muestra la vista lateral con la sección transversal de uno de los prismas. El prisma está truncado por lo cual se forma la base menor “ a ”, y la base mayor “ b ”. Además se muestran el ángulo de desviación γ , el ángulo de refracción ϵ el lado recto y la hipotenusa.

Figura 3.3. Un rayo colineal al eje z incide se propaga a través del sistema de prismas de Risley del plano objeto al plano imagen. La rotación de los prismas modifica la posición e inclinación del frente de onda sobre el plano de detección.

Figura 3.4. La desviación del rayo está definida por el vector $U_4(\alpha_4, \beta_4, \gamma_4)$, el punto de intersección del rayo con el plano de observación esta dado por $P_5(x_5, y_5, z_5)$, y $N_4(k_4, l_4, m_4)$ es la normal a la cuarta superficie S_4 . El segundo prisma tiene una rotación de 180° .

Figura 3.5. Diagrama de flujo del programa de trazo de rayos desarrollado para analizar la propagación de rayos a través del sistema de prismas.

Figura 3.6. Propagación de un rayo que se propaga a través el prisma # 1. La normal N_2 tiene un ángulo respecto de la hoja de papel. El ángulo ϕ se utiliza para calcular la distancia d_1 .

- Figura 3.7.** (a) Posición de los prismas para generar la máxima desviación del haz. (b) La dirección positiva de rotación del primer prisma, ω_1 , es en sentido opuesto a las manecillas del reloj. La dirección positiva de rotación del segundo prisma, ω_2 , es en el sentido de las manecillas del reloj.
- Figura 3.8.** (a) Posición de los prismas para generar la mínima desviación del haz en dirección vertical. (b) La dirección positiva de rotación del primer prisma, ω_1 , es en sentido opuesto a las manecillas del reloj. La dirección positiva de rotación del segundo prisma, ω_2 , es en el sentido de las manecillas del reloj.
- Figura 3.9.** Ángulo de desviación γ_4 como función del ángulo de refracción ε para valores de índice de refracción desde 1.4 a 1.7.
- Figura 3.10.** El rayo principal intersecta el plano imagen S_3 después de rotar los prismas una cantidad ω_1 y ω_2 . El desplazamiento neto del rayo desde el origen de coordenadas hasta su posición final está dado por la magnitud del vector ρ_0 igual a $\|\rho_0\| = \|\rho_1 + \rho_2\|$. La dirección del vector ρ_0 está definida por el ángulo θ_0 . EL ángulo relativo entre prismas es igual a $\varpi = \omega_1 - \omega_2$.
- Figura 3.11.** Los ángulos directores α_4 , β_4 , y γ_4 como una función de los ángulos $\omega_1 = -\omega_2$, manteniendo el ángulo ϖ constante e igual a 180° .
- Figura 3.12.** Los ángulos directores α_4 , β_4 , y γ_4 como función del ángulo relativo ϖ , iniciando en la posición $\omega_1 = 0^\circ$ y $\omega_2 = 180^\circ$. Los prismas se rotan de un grado en un variando el ángulo entre los prismas desde $\varpi = 180^\circ$ a $\varpi = 0^\circ$.
- Figura 3.13.** Desplazamiento de un punto debido a las rotaciones de los prismas. (a) Desviación generada por un prisma. (b) Desviación máxima generada por los dos prismas. (c) Desplazamiento del punto fuera del eje y. (d) Desviación mínima generada por la rotación de los dos prismas.
- Figura 3.14.** Distribución de puntos correspondientes a los rayos de entrada en el plano objeto S_0 formado por dos conjuntos de líneas perpendiculares y equidistantes.
- Figura 3.15.** Distribución de rayos en el plano de salida cuando el segundo prisma ha sido rotado un ángulo ω_2 igual a: (a) 0° , (b) 45° , (c) 90° , (d) 135° , (e) 180° , (f) 225° , (g) 270° , y (h) 315° respecto del primer prisma. Los ángulos directores de los rayos en la distribución de entrada $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$. Los vectores de desplazamiento correspondientes a cada prisma ρ_1 y ρ_2 ilustran la magnitud y dirección de la desviación del rayo central.

Figura 3.16. Distribución de rayos en el plano de salida cuando el segundo prisma ha sido rotado un ángulo ω_2 igual a: (a) 0° , (b) 45° , (c) 90° , (d) 135° , (e) 180° , (f) 225° , (g) 270° , y (h) 315° respecto del primer prisma. Los ángulos directores de los rayos en la distribución de entrada $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 85^\circ, 5^\circ)$. Los vectores de desplazamiento correspondientes a cada prisma ρ_1 y ρ_2 ilustran la magnitud y dirección de la desviación del rayo central.

Figura 3.17. Distribución de los rayos en el plano de detección cuando ambos prismas han sido rotados: (a) $\omega_1 = 0^\circ, \omega_2 = 0^\circ$, (b) $\omega_1 = -30^\circ, \omega_2 = 150^\circ$, (c) $\omega_1 = -60^\circ, \omega_2 = 120^\circ$, (d) $\omega_1 = -90^\circ, \omega_2 = 90^\circ$. Los ángulos directores de los rayos en la distribución de entrada $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$. Los vectores de desplazamiento correspondientes a cada prisma ρ_1 y ρ_2 ilustran la magnitud y dirección de la desviación del rayo central. Mediante estas rotaciones se logra un desplazamiento lineal.

Figura 3.18. Distribución de los rayos en el plano de detección cuando ambos prismas han sido rotados: (a) $\omega_1 = -90^\circ, \omega_2 = 90^\circ$; (b) $\omega_1 = -90^\circ, \omega_2 = 90^\circ$; (c) $\omega_1 = -90^\circ, \omega_2 = -90^\circ$; (d) $\omega_1 = -45^\circ, \omega_2 = 135^\circ$; (e) $\omega_1 = -45^\circ, \omega_2 = 225^\circ$; (f) $\omega_1 = 90^\circ, \omega_2 = 0^\circ$. Los ángulos directores de los rayos en la distribución de entrada $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$. Los vectores de desplazamiento correspondientes a cada prisma ρ_1 y ρ_2 ilustran la magnitud y dirección de la desviación del rayo central.

Figura 3.19. Distribución de los rayos en el plano imagen cuando el ángulo γ_0 en la distribución de entrada varía su valor desde: (a) $\gamma_0 = -7^\circ$, (b) $\gamma_0 = -5^\circ$, (c) $\gamma_0 = -2^\circ$, (d) $\gamma_0 = 5^\circ$, (e) $\gamma_0 = 10^\circ$, (f) $\gamma_0 = 15^\circ$. Los prismas no se rotan, manteniéndose en la posición de máxima desviación $\omega_1 = 0^\circ$ y $\omega_2 = 180^\circ$.

Lista de figuras del capítulo 4

Figura 4.1. Las monturas rotatorias prismas facilitan el montaje y alineación de los prismas de desviación variable.

Figura 4.2. (a) Máquina generadora y rectificadora de planos tipo Blanchard, utilizada para generar y rectificar las placas plano paralelas. (b) Presentación en bloque de vidrio en bruto. (c). Presentación comercial de vidrio preformado.

Figura 4.3. Bloqueo de los cinco prismas: La sujeción adecuada de los prismas permite un correcto proceso de esmerilado y pulido. (a) La vista superior muestra la disposición geométrica. (b) La vista lateral indica el espesor de la cera que cubre parcialmente las placas plano paralelas.

- Figura 4.4.** Generación y pulido de la hipotenusa. (a) Fotografía de la maquina que realiza este proceso semiautomático. (b) imagen exagerada de la posición de los prismas para generar el ángulo del vértice.
- Figura 4.5.** (a) Prueba de planicidad a una placa plano paralela utilizando el interferómetro de Fizeau. (b) Autocolimador utilizado en la verificación del ángulo de cada prisma.
- Figura 4.6.** Proceso de pulido a mano. (a) Herramienta de chapopote utilizada para pulir a mano las caras de los prismas, la cual se fabrico utilizando un “*master*” plano $\lambda/20$. (b) Pulido a mano para alcanzar una calidad óptica de $\lambda/10$ pv.
- Figura 4.7.** Interferómetro WYCO utilizado en la pruebas ópticas finales. (a) Mesa de pruebas ópticas. (b) Pantalla de presentación de resultados.
- Figura 4.8.** Resultados de la prueba óptica al lado recto de un prisma antes del pulido final. (a) La pantalla principal muestra los resultados del error pico-valle y rms, las aberraciones de Seidel, los mapas de contorno y de superficie (b) El mapa de contornos muestra el perfil de la superficie en dos direcciones perpendiculares.
- Figura 4.9.** (a) Mapa tridimensional de la superficie correspondiente al lado recto antes del pulido final en dimensiones normalizadas. (b) Mapa de contornos por intervalos.
- Figura 4.10.** Resultados de la prueba óptica de la hipotenusa antes del pulido final. (a) La pantalla principal muestra el error pico-valle y rms, las aberraciones de Seidel, y los mapas de contorno y de superficie. (b) El mapa de contornos correspondiente.
- Figura 4.11.** (a) Mapa tridimensional de la superficie correspondiente a la hipotenusa del prisma en dimensiones normalizadas antes del pulido final. (b) Mapa de contornos por intervalos..
- Figura 4.12.** (a) Resultados de la prueba óptica de un prisma correspondiente al lado recto después del pulido final. (b) Mapa de contornos por intervalos.
- Figura 4.13.** (a) Resultados de la prueba óptica de un prisma correspondiente a la hipotenusa después del pulido final. (b) Mapa de contornos por intervalos.
- Figura 4.14.** Prismas terminados. (a) Vista lateral de los prismas de cuña después del pulido final. (b) Vista superior del interferómetro de desplazamiento vectorial donde los prismas fueron incorporados como sistema director del frente de onda.

Figura 4.15. Resultados experimentales de la prueba cualitativa tipo Hartmann al sistema de prismas. (a) la imagen sin los prismas. (b) imagen después de la inserción de los prismas cuando $\omega_1 = -90^\circ$ y $\omega_2 = 90^\circ$.

Lista de Figuras del capítulo 5

Figura 5.1. Frentes de onda original y modificado en el interferómetro de desplazamiento vectorial. El desplazamiento del frente de onda se puede realizar en una dirección arbitrariamente seleccionada.

Figura 5.2. Arreglo experimental del interferómetro de desplazamiento vectorial utilizado en la prueba por transmisión de una lente biconvexa.

Figura 5.3. Localización de los planos objeto, de detección, e imagen en el interferómetro de desplazamiento vectorial.

Figura 5.4. Camino óptico de un rayo incidente para posiciones extremas de los prismas. Aquí b es la base del prisma, y L_s es la separación mínima entre prismas. El rayo 1 pasa a través del sistema de compensación y llega al plano de detección con una altura y_1 . El rayo 2 es desviado por el sistema de desplazamiento y llega al plano de detección con una altura y_2 .

Figura 5.5. Los prismas montados en sus monturas rotatorias. Los parámetros más importantes son mostrados: la desviación γ , las rotaciones individuales de cada prisma (ω_1, ω_2), la distancia z_i , y el vector de desplazamiento ρ_0 .

Figura 5.6. Patrones interferométricos producidos por tres ondas de aberración esférica, para tres posiciones a lo largo del eje óptico, en: (a) el interferómetro Mach-Zehnder; y en el interferómetro de desplazamiento vectorial con (b) $\Delta x = 0.75$ mm, $\Delta y = 1.5$ mm, $\rho = 1.67$ mm, $\theta = 63.4^\circ$, y $\varpi = 158^\circ$; (c) $\Delta x = 1.5$ mm, $\Delta y = 1$ mm, $\rho = 1.8$ mm, $\theta = 33.6^\circ$, y $\varpi = 156^\circ$; (d) $\Delta x = -1.5$ mm, $\Delta y = 3$ mm, $\rho = 3.35$ mm, $\theta = -63.4^\circ$, y $\varpi = 134^\circ$.

Figura 5.7. Patrones interferométricos producidos por tres ondas de astigmatismo a 0 o 90 grados, para tres posiciones a lo largo del eje óptico, en: (a) el interferómetro Mach-Zehnder; y en el interferómetro de desplazamiento vectorial con (b) $\Delta x = 0.75$ mm, $\Delta y = 1.5$ mm, $\rho = 1.67$ mm, $\theta = 63.4^\circ$, y $\varpi = 158^\circ$; (c) $\Delta x = 1.5$ mm, $\Delta y = 1$ mm, $\rho = 1.8$ mm, $\theta = 33.6^\circ$, y $\varpi = 156^\circ$; (d) $\Delta x = -1.5$ mm, $\Delta y = 3$ mm, $\rho = 3.35$ mm, $\theta = -63.4^\circ$, y $\varpi = 134^\circ$.

- Figura 5.8.** Patrones interferométricos producidos por tres ondas de coma, para tres posiciones a lo largo del eje óptico, en: (a) el interferómetro Mach-Zehnder; y en el interferómetro de desplazamiento vectorial con (b) $\Delta x = 0.75$ mm, $\Delta y = 1.5$ mm, $\rho_0 = 1.67$ mm, $\theta = 63.4^\circ$, y $\varpi = 158^\circ$; (c) $\Delta x = 1.5$ mm, $\Delta y = 1$ mm, $\rho_0 = 1.8$ mm, $\theta = 33.6^\circ$, y $\varpi = 156^\circ$; (d) $\Delta x = -1.5$ mm, $\Delta y = 3$ mm, $\rho_0 = 3.35$ mm, $\theta = -63.4^\circ$, y $\varpi = 134^\circ$.
- Figura 5.9.** Patrones interferométricos producidos por la suma de las tres aberraciones antes analizadas, para tres posiciones a lo largo del eje óptico, en: (a) el interferómetro Mach-Zehnder; y en el interferómetro de desplazamiento vectorial con: (b) $\Delta x = 0.75$ mm, $\Delta y = 1.5$ mm, $\rho = 1.67$ mm, $\theta = 63.4^\circ$, y $\varpi = 158^\circ$; (c) $\Delta x = 1.5$ mm, $\Delta y = 1$ mm, $\rho = 1.8$ mm, $\theta = 33.6^\circ$, y $\varpi = 156^\circ$; (d) $\Delta x = -1.5$ mm, $\Delta y = 3$ mm, $\rho = 3.35$ mm, $\theta = -63.4^\circ$, y $\varpi = 134^\circ$.
- Figura 5.10.** Patrones interferométricos experimentalmente obtenidos por transmisión de una lente positiva real con 3λ de aberración esférica correspondiente a los valores de desplazamiento; (a) $\Delta x = -2$ mm, $\Delta y = 3$ mm dentro de foco; (b) $\Delta x = -2.5$ mm, $\Delta y = 4$ mm en foco, y (c) $\Delta x = -3.5$ mm, $\Delta y = 3.5$ mm fuera de foco.
- Figura 5.11.** Arreglo experimental de interferómetro de desplazamiento vectorial para la prueba de un segmento de espejo parabólico por reflexión.
- Figura 5.12.** Patrones de interferencia correspondientes a una lente: (a) experimentalmente obtenido en nuestro interferómetro de desplazamiento vectorial con los parámetros de desplazamiento $\Delta x = 0.65$ mm, $\Delta y = 3.25$ mm. (b) Simulación utilizando los mismos parámetros de desplazamiento identificando las siguientes aberraciones de la lente bajo prueba: -1λ de inclinación, -1.8λ de coma, -1λ de astigmatismo, y -0.05λ de esférica.
- Figura 5.13.** Patrones de interferencia correspondientes a un segmento de espejo parabólico: (a) experimentalmente obtenido en nuestro interferómetro de desplazamiento vectorial con los parámetros de desplazamiento $\Delta x = 0.15$ mm, $\Delta y = 3.5$ mm. (b) Simulación utilizando los mismos parámetros de desplazamiento identificando las siguientes aberraciones: -0.001λ de inclinación, -1.5λ coma, -0.1λ astigmatismo, y -0.02λ de esférica.
- Figura 5.14.** Patrones interferométricos de una lente obtenidos experimentalmente cuando: (a) el sistema óptico y los prismas están alineados, (b) el sistema óptico está alineado y los prismas están desalineados y (c) el sistema óptico y los prismas están desalineados.

Lista de figuras del capítulo 6

- Figura 6.1.** El sistema de desplazamiento. La rotación de ambos prismas (ω_1 or ω_2) contribuye a la desviación total. El ángulo relativo entre prismas ϖ es igual a la diferencia de los ángulos $\omega_1 - \omega_2$. El desplazamiento total del frente de onda ρ_0 es la suma vectorial de las desviaciones individuales ρ_1 y ρ_2 , cuya dirección está dada por el ángulo θ_0 .
- Figura 6.2.** Frentes de onda original y desplazado en el plano de detección del interferómetro de desplazamiento vectorial. El desplazamiento del frente de onda se realiza en cualquier dirección arbitrariamente seleccionada
- Figura 6.3.** Propagación del un rayo incidente en el sistema de dirección al plano de detección. El vector ρ_0 es la proyección del rayo sobre el plano x - y . Los ángulos α , β y γ definen la dirección del vector r_1 . Los incrementos Δx y Δy corresponden a los desplazamientos a lo largo de los ejes x y y .
- Figura 6.4.** El orden de desplazamiento de las franjas generado en (a) Mach-Zehnder interferómetro y (b) el interferómetro de desplazamiento vectorial
- Figura 6.5.** El plano x' - z contiene a los vectores ρ_0 , r_0 y r_1 . Aquí, ρ_0 es paralelo a el nuevo eje x' , r_0 es colineal con el eje z y la dirección del vector r_1 depende sólo del ángulo γ .
- Figura 6.6.** La sensibilidad σ como función del ángulo ϖ cuando el ángulo de refracción ε es igual a 0.5° , 1° , y 5° . La sensibilidad es proporcional a un factor igual con el seno del ángulo de desviación γ cuando ϖ varia desde -180° a 180° . La sensibilidad σ como función del ángulo ϖ cuando el ángulo de refracción ε es igual a 0.5° , 1° , y 5° . La sensibilidad es aproximadamente una función lineal cuando ϖ varia desde -180° a -174° .
- Figura 6.7.** La orientación de la inclinación introducida por el sistema de prismas determina la dirección de las franjas. (a) Un patrón de interferencia sin tilt (b) Las franjas son desplazadas hacia arriba, (c) abajo, (d) a la izquierda y (e) a la derecha mediante la rotación de ω_1 y ω_2 sin modificar el valor del ángulo ϖ . Estos patrones de franjas se obtuvieron usando un par de prismas con un índice de refracción $n = 1.517$, y un ángulo de refracción $\varepsilon = 5^\circ$.
- Figura 6.8.** La densidad de franjas se incrementa a medida que el ángulo ϖ decrece, en: (a) 179.5° , (b) 178.5° , (c) 177.5° , y (d) 176.5° . Usando un par de prismas con un índice de refracción $n = 1.517$, y un ángulo de refracción $\varepsilon = 5^\circ$.

- Figura 6.9.** El patrón de intensidad modulado obtenido experimentalmente por transmisión, de una lente con 3λ de aberración esférica correspondiente a grandes desplazamientos: $\Delta x = -2.5$ mm, $\Delta y = 4$ mm.
- Figura 6.10.** Patrones interferométricos de intensidad de dos lentes convexas obtenidos experimentalmente utilizando el interferómetro comercial WYKO, en transmisión. Parte (a) muestra el interferograma de una lente bien corregida con longitud focal $f = 30$ cm y diámetro de 5 cm. Parte (b) muestra el interferograma de una lente de baja calidad con longitud focal $f = 25$ cm y diámetro de 7 cm.
- Figura 6.11.** Patrones de interferencia obtenidos experimentalmente de dos lentes probadas en transmisión utilizando el interferómetro de desplazamiento vectorial. Los patrones de interferencia de estas mismas lentes pero obtenidos mediante un interferómetro comercial se muestran en la figura 6.12.

Lista de figuras del apéndice

- Figura A1.** Arreglo experimental utilizando el interferómetro de desplazamiento vectorial en la prueba por transmisión de una esfera de vidrio.
- Figura A2.** Interferograma con un número mínimo de franjas experimentalmente obtenido de la prueba aplicada a la esfera de vidrio.
- Figura A3.** Interferogramas manteniendo la inclinación de las franjas y aumentando su densidad.
- Figura A4.** La orientación de las franjas es variada de 0° a 360° mediante la rotación de los prismas
- Figura A5.** Fotografía de la esfera de vidrio que se probó utilizando el interferómetro de desplazamiento vectorial.

Lista de Tablas

- Tabla 3.1.** Parámetros utilizados en las simulaciones del trazo de rayos a través del sistema de prismas.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Antecedentes

A través del tiempo, los interferómetros han sido una herramienta importante para conseguir nuevo conocimiento científico (como la velocidad de la luz) y en el desarrollo tecnológico. Hoy en día, a pesar de ser una técnica ampliamente probada, la interferometría continúa abriendo camino y apoyando diversos campos de investigación, proporcionando mejores opciones de solución a los retos actuales relacionados con la caracterización de superficies.

Las aplicaciones donde la interferometría se relaciona con nuestra vida diaria son muy diversas. Se utiliza en la fabricación de rodamientos y cojinetes mecánicos, películas fotográficas, chips de computadoras y cintas de vídeo (Bhusman [1985]). Además, es particularmente útil en la prueba y fabricación de elementos ópticos como espejos, prismas y lentes. Estos son sólo algunos ejemplos de los elementos y servicios aplicados a los modernos desarrollos tecnológicos que tendrían un funcionamiento deficiente, o posiblemente no existirían, si sus superficies fueran rugosas o presentaran irregularidades en su forma y acabado.

Desde 1980 la interferometría óptica se ha utilizado intensamente como un método eficiente para examinar y determinar la calidad de superficies, así como para investigaciones de las propiedades ópticas de materiales transparentes. Esta técnica, utiliza las propiedades de la luz ya sea para realizar mediciones extremadamente exactas de la *planicidad* y los contornos de un objeto, o bien, para determinar el grado de homogeneidad de materiales transparentes, o inclusive, medir distancias astronómicas, entre muchas otras aplicaciones especializadas.

En contraste, la rapidez con la que las técnicas interferométricas han adquirido su importancia en la industria nos indica lo inadecuado de otros sistemas para la caracterización de superficies. Por ejemplo, los métodos que utilizan la dispersión de la luz para sus mediciones dan información general de la *suavidad* de la superficie, pero no de la distribución espacial o de las alturas y el tamaño de las irregularidades sobre la zona bajo estudio. Este es el caso de los microscopios ópticos que resuelven detalles muy pequeños, pero generalmente no pueden determinar la altura de los múltiples elementos que constituyen la imagen.

La perfilometría es otra técnica de medición de superficies muy utilizada. Su operación se basa en un sensor mecánico controlado por un procesador electrónico que calcula las coordenadas en el espacio del objeto a medir. En este sistema, el elemento sensor se desliza a través de la superficie determinando la altura del perfil recorrido. La gran desventaja del método consiste en ser una técnica *intrusiva*, ya que al ejercer presión sobre el objeto puede ocasionar deformación o leves ralladuras en la superficie modificando el valor verdadero de la medición o, en ocasiones, dañando la muestra.

Además, debido a que sólo puede determinar pequeñas porciones de la muestra requiere mayor tiempo de operación, a fin de obtener la información completa del área bajo análisis. Por lo tanto, esta técnica no es recomendable para medir objetos donde la superficie pueda ser deformada por la presión ejercida por el elemento sensor o donde las irregularidades a medir sean pequeñas comparadas con el tamaño del elemento sensor.

De manera particular, la industria óptica requiere caracterizar elementos cuyas superficies se midan con gran exactitud y precisión. La interferometría ofrece ventajas significativas para el estudio de los componentes y sistemas ópticos en los que la calidad de su funcionamiento esté en función del frente de onda, generado ya sea por la transmisión de la luz a través de materiales dieléctricos, o bien por la luz reflejada de las superficies que componen esos sistemas.

La interferometría se utiliza en procesos industriales de control de calidad y ha propiciado un aumento en la productividad, la reducción del costo y un mayor rendimiento de muchos productos en diferentes ámbitos industriales, donde de manera muy significativa se destaca la manufactura óptica. En los últimos 30 años, algunas compañías ópticas, como *WYKO Corp.*, *ITEK Corp.*, y *ZYGO Corp.*, han incorporado a los sistemas interferométricos como dispositivos comerciales. Un sistema interferométrico ofrece una excelente resolución, en principio y en condiciones ideales, mediante este método se pueden detectar irregularidades en superficies del orden de nanómetros, 10^{-9} m. Además, ésta es una técnica *no destructiva* y *no intrusiva*, lo que significa que no tiene contacto físico con el objeto bajo estudio por lo que no modifica el valor de la medición, ni el estado físico del objeto.

El instrumento central de esta técnica se llama interferómetro y genera como resultado un interferograma, que consiste en un patrón luminoso formado por franjas oscuras y brillantes con la información codificada de la forma de la superficie. Comúnmente, éstos representan el contorno o el perfil topográfico de los objetos bajo estudio. Generalmente su interpretación requiere de métodos de análisis especializados. Tal vez ésta sea una de las razones por que los interferómetros no son tan conocidos como los telescopios y los microscopios. Sin embargo, el hecho de no ser tan populares no es razón para desconocer sus importantes contribuciones al desarrollo científico (Vaughan [1999]).

Además, el desarrollo actual de los sistemas y programas de cómputo y el perfeccionamiento de los sistemas de detección de imágenes han facilitado la interpretación automática de los interferogramas. Gran cantidad de datos se capturan mediante un dispositivo de detección, usualmente una cámara CCD, para almacenarse y procesarse por un sistema de cómputo. Hoy en día existe una enorme diversidad de software para el análisis de interferogramas, los cuales presentan gráficamente información estadística del acabado de la superficie bajo estudio casi en tiempo real.

El experimento decisivo en la aparición de la interferometría como una disciplina de las ciencias ópticas surge en el año 1803. El físico *Tomas Young* demuestra que un haz de luz monocromático, después de dividirse al pasar por un par de orificios, se combina en un mismo punto en el espacio formando un patrón de interferencia. Con este experimento Young confirma experimentalmente el comportamiento ondulatorio del campo electromagnético y la luz visible.

El inicio de la interferometría, como una aplicación científica, es marcado por el trabajo de *A. Michelson* en el año de 1880. Michelson fue quien llamó a este instrumento interferómetro, y realizó uno de los primeros experimentos para determinar la velocidad de la tierra a través del *éter*. Paradójicamente, las consecuencias de esta frustrada demostración fueron la inexistencia del *éter* y la determinación del valor constante de la velocidad de la luz en el vacío, cuya repercusión ha sido fundamental en la consolidación de la teoría de la relatividad y la mecánica cuántica, fortaleciendo el concepto de dualidad de la luz, en función de su doble comportamiento como onda y como partícula.

En el año de 1897 se desarrolló un nuevo tipo de interferómetro por los franceses *Fabry* y su colaborador *Perot*. A diferencia del propuesto por Michelson, el interferómetro de Fabry–Perot produce franjas de interferencia más finas, que ofrecen información directa sobre el espectro de frecuencias de la luz bajo estudio. Este instrumento se utiliza ampliamente en espectroscopía de alta resolución reforzando, a su vez, el estudio de la distribución de la radiación electromagnética.

El instrumento inventado y patentado en 1916 por *F. Twyman* y *A. Green*, una modificación del interferómetro de Michelson, dió un nuevo empuje al desarrollo de la ciencia. Este interferómetro ha sido utilizado desde entonces en pruebas a componentes y sistemas ópticos, perfeccionando la fabricación y aplicación de nuevos dispositivos que ahora consideramos tradicionales en laboratorios y talleres ópticos. Los interferómetros antes mencionados son los precursores de otros actualmente utilizados, como los de tipo *Mach–Zehnder* y *Fizeau*.

Estos instrumentos se consideran interferómetros *tradicionales*. Su desarrollo resolvió exitosamente muchas dificultades de su época, pero actualmente están siendo rebasados por nuevas necesidades. Los elementos y sistemas actuales tienden a la reducción de costos, peso, espacio y tiempo de fabricación, prácticamente en todas las líneas de desarrollo científico y tecnológico. Resulta singular que para lograr estos objetivos se utilicen elementos ópticos con formas y superficies más elaboradas que a su vez son más difíciles de probar y de fabricar. Esta problemática requiere de la actualización de los métodos de medición, por lo que las técnicas interferométricas han tenido que adaptarse a estas nuevas exigencias.

Los interferómetros de desplazamiento surgen como una opción ante este nuevo reto. Una modificación al interferómetro Mach–Zehnder, (Bates [1947]), se considera como uno de los primeros interferómetros de desplazamiento utilizado para medir la asfericidad de frentes de onda convergentes sin utilizar una referencia externa en la prueba de componentes con gran abertura.

La aparición del láser en 1960, consolidó el desarrollo de los interferómetros de desplazamiento (Grigull [1967], Shukla [1997]), extendiendo el panorama de la fabricación de nuevas tecnologías. Recientemente, esta técnica se ha utilizado en el estudio de las perturbaciones atmosféricas (Rodier [1989]) y como una herramienta útil en la detección de planetas fuera del sistema solar (Scholl [1996]).

El trabajo de investigación aquí presentado, se relaciona con el desarrollo y caracterización del interferómetro de desplazamiento vectorial. Este instrumento posee la cualidad de poder hacer pruebas ópticas de superficies con y sin simetría de rotación, ya que incorpora en su diseño algunas de las ventajas tanto de los interferómetros tradicionales, como de los interferómetros de desplazamiento más comunes.

El interferómetro de desplazamiento vectorial presenta una alternativa en el mejoramiento de los sistemas de fabricación y pruebas a sistemas ópticos modernos. No olvidemos que existen aún una gran variedad de problemas científicos y tecnológicos, por ejemplo, el estudio del sistema solar y otros más relacionados con la interacción *luz – materia*, donde el interferómetro de desplazamiento vectorial puede aportar su grano de arena en el desarrollo de nuevos conocimientos.

1.2. Objetivos

El objetivo de este trabajo de investigación es ofrecer una nueva alternativa que favorezca la fabricación y prueba de componentes ópticos, especialmente aquellos que carecen de simetría de rotación. Además, con el mismo principio de operación, y como parte de un sistema telescópico espacial, existe la posibilidad de utilizar este sistema en la detección de planetas fuera del sistema solar.

Los objetivos específicos de la investigación son los siguientes:

1. Revisión y comparación de la tecnología que justifique la implementación del interferómetro de desplazamiento vectorial.
2. Desarrollo analítico de las características apropiadas que mejoren el sistema de desplazamiento del instrumento.
3. Comparación entre los resultados simulados por software y los obtenidos experimentalmente con el dispositivo propuesto.
4. Diseño y construcción de un interferómetro de desplazamiento vectorial.
5. Comparación con los sistemas interferométricos de desplazamiento convencionales para establecer las ventajas y limitaciones respecto del sistema propuesto.
6. Desarrollo de pruebas ópticas a componentes ópticos con y sin simetría de rotación.

1.3. Justificación

Los problemas que actualmente involucran a la comunidad científica internacional y a la industria mundial relacionada con los procesos de prueba y fabricación de elementos y sistemas ópticos carentes de simetría de rotación son los siguientes:

1. El desarrollo de pruebas aplicables a la fabricación de grandes telescopios con espejos segmentados y aberturas diluidas con formas asimétricas. Debido a sus enormes dimensiones, los telescopios monolíticos han rebasado el límite práctico de fabricación, incrementando su peso de manera exagerada, lo cual dificulta sus pruebas ópticas, además de las enormes inversiones financieras que requiere la elaboración de estos sistemas.
2. El desarrollo de modernos sistemas ópticos de rastreo remoto, cámaras fotográficas y sistemas de video portátiles, entre otras aplicaciones científicas y comerciales, que incorporan nuevas componentes esféricas y sin simetría de rotación con la finalidad de reducir su tamaño y su peso.

Existe un interés constante y creciente en el desarrollo de sistemas y componentes ópticos más ligeros, más compactos y de menor costo, por lo que se han introducido al mercado nuevos componentes carentes de simetría rotacional. Un elemento óptico asimétrico tiene un desempeño igual al de dos o más elementos ópticos con simetría rotacional, por lo que muchas veces los elementos sin simetría de rotación proporcionan la solución óptima a

problemas tecnológicos específicos. Sin embargo, los elementos ópticos sin simetría de rotación son difíciles de fabricar y de probar con la tecnología actual.

La luz, caracterizada en los estudios interferométricos por un frente de onda, contiene la información referente al tipo de fuente luminosa que la genera, o bien, de las superficies en las que se refracta o se refleja: lentes, espejos, rejillas, etc. Así, por ejemplo, un frente de onda plano se volverá esférico al reflejarse de la superficie esférica de un espejo, al transmitirse por una lente limitada con superficies convexas o por la simple propagación a través de una pequeña abertura circular.

Un método utilizado para determinar la calidad y el funcionamiento de sistemas y componentes ópticos consiste en detectar y analizar las aberraciones del frente de onda generadas a lo largo de su propagación por diferentes superficies y objetos. Las aberraciones de un frente de onda pueden detectarse mediante el uso de un interferómetro y analizarse mediante el estudio de la información contenida en un patrón modulado en intensidad.

Este trabajo de investigación propone el diseño y construcción de un interferómetro de desplazamiento vectorial con sensibilidad variable, que permita la detección de aberraciones del frente de onda ya sean simétricos o asimétricos. La versatilidad del instrumento ofrece una nueva alternativa de detección y a la vez facilita el procesamiento en la recuperación de fase, favoreciendo la planeación de nuevas técnicas de fabricación y pruebas ópticas.

1.4. Metodología

Existe una amplia gama de fuentes de iluminación, muchas de ellas con un ancho de banda estrecho, o *cuasimonocromáticas*, que favorecen la aplicación de técnicas interferométricas. Las irregularidades en la superficie de un elemento óptico pueden detectarse y caracterizarse mediante un sistema interferométrico utilizando luz emitida en diferentes anchos espectrales, incluidos aquellos ubicados en la región visible de 400 nm a 800 nm aproximadamente. También es factible, utilizar fuentes infrarrojas (Scholl [1994]) y luz ultravioleta (Emer [1999]). Además, se tiene la posibilidad de hacer interferir dos frentes de onda con diferentes longitudes de onda (Wyant [1973]) o incluso utilizando luz blanca (Windecker [1999]). Cada una de las técnicas presenta ventajas y desventajas, por lo que la selección de la fuente de iluminación generalmente depende de la aplicación o prueba que se llevará a cabo.

Como primera fase de caracterización del interferómetro de desplazamiento vectorial, se utiliza una fuente de radiación visible de 632.8 nm emitida por un láser de He-Ne de baja potencia, 5 mW. A partir de los resultados se considerará la posibilidad de extender el análisis a regiones como el infrarrojo, con la finalidad de aplicar el dispositivo al estudio de planetas fuera del sistema solar. Las condiciones controladas del laboratorio donde se realizan los experimentos, permiten tener un mayor dominio sobre variables físicas indeseables como vibraciones mecánicas, variaciones de temperatura y otras perturbaciones que introducen errores en las mediciones.

La interferometría tradicional presenta algunos inconvenientes en la caracterización de sistemas y componentes sin simetría de rotación, entre los más importantes se observa que

1. Requieren de una referencia externa de alta calidad óptica.
2. Son muy sensibles respecto de los cambios ambientales y disturbios como las vibraciones.
3. No son aplicables a superficies rugosas (cuando las rugosidades son del orden de la longitud de onda de la fuente de iluminación).
4. Existe el problema de ambigüedad cuando la diferencia de fase de la vecindad entre pixeles es mayor de 2π .
5. Sus patrones interferométricos no son detectados adecuadamente cuando se prueban elementos con formas que tienen pendientes pronunciadas.

El interferómetro de desplazamiento vectorial no requiere de una referencia externa ya que compara el frente de onda bajo prueba con una replica exacta pero desplazada de sí mismo. Además, mediante la compensación de la inclinación del frente onda incidente, permite manipular la orientación y el número de franjas de los patrones de interferencia.

En el sistema propuesto, se usa la configuración del interferómetro Mach-Zehnder con distancias de 200 mm en cada uno de sus brazos, lo cual lo hace un sistema relativamente compacto. La incorporación de un sistema de desplazamiento y otro de compensación asegura una diferencia mínima de caminos ópticos. El hecho de utilizar una fuente altamente coherente mejora la estabilidad reduciendo los efectos espurios ocasionados por

perturbaciones ambientales. Mediante la incorporación de un par de prismas de cuña se controla el desplazamiento y la inclinación de uno de los frentes de onda. El ángulo relativo entre ambos componentes determina magnitud y dirección de la posición y la inclinación del frente de onda desplazado.

Utilizando interferómetros convencionales, entre más asimétricos son los elementos que se prueban mayor es el rango dinámico de los patrones de intensidad modulados, generando zonas de muy alta densidad de franjas. Esto dificulta, y en ocasiones imposibilita la recuperación del frente de onda bajo prueba.

El interferómetro de desplazamiento vectorial permite seleccionar la dirección y la densidad de franjas, facilitando la prueba de elementos ópticos carentes de simetría rotacional.

Mediante la rotación adecuada de los prismas se puede obtener la derivada direccional del frente de onda de tal forma que se obtenga la menor densidad de franjas, lo que facilita la detección de grandes aberraciones.

Por otra parte, incrementando de manera controlada el número de franjas, es posible introducir una portadora lineal en cualquier dirección, lo que resulta útil en la detección de pequeñas aberraciones. El control sobre la densidad y orientación de las franjas facilita la aplicación de algoritmos de recuperación de fase y, por lo tanto, el frente de onda bajo prueba puede recuperarse con mayor exactitud.

El sistema director del frente de onda requiere de monturas de alta calidad en las que se puedan realizar rotaciones azimutales respecto del eje óptico. La resolución del movimiento de rotación de las monturas determina el mínimo desplazamiento del frente de onda que se puede realizar. Debido a que el sistema de prismas de cuña trabaja por transmisión, su material debe ser perfectamente homogéneo, de tal forma que sus aberraciones no contribuyan en la medición del elemento bajo prueba.

El sistema de desplazamiento, o sistema director, es parte fundamental del interferómetro de desplazamiento vectorial. Su construcción y caracterización se realizó dentro de las instalaciones del taller óptico del Centro de Investigaciones en Óptica. La caracterización del sistema incluye el desarrollo de un programa de trazo exacto de rayos que permite simular la acción de los prismas sobre un frente de onda.

También se simulan los patrones de franjas generados en el interferómetro de desplazamiento vectorial, con la finalidad de establecer sus características de dirección, forma y número de franjas, comparando los resultados con los obtenidos experimentalmente. Una vez caracterizado el sistema de desplazamiento, se implementó el arreglo experimental del interferómetro de desplazamiento vectorial. Se probaron elementos ópticos por transmisión y reflexión, tanto con elementos ópticos con y sin simetría de rotación. Se determinó la sensibilidad, la precisión y los errores introducidos por el sistema de prismas.

A continuación se muestra en detalle el análisis y resultados experimentales obtenidos con este novedoso instrumento, el interferómetro de desplazamiento vectorial.

Referencias del capítulo 1

Bates, W. J., “A wave front shearing interferometer,” *Proc. Phys. Soc.*, **59**, pp. 940–950 (1947).

Bhusman, B., Wyant J. C., Koliopoulos C. L., “Measurement of surface topography of magnetic tapes by Mirau interferometer,” *Appl. Opt.* **24** (10), pp. 1489–1497 (1985).

Emer, W., Schwider, J., “Ultraviolet interferometry with apochromatic reflection optics,” *Appl. Opt.* **38** (16), pp. 3516–3522 (1999).

Grigull, U., Rottenkolber H., “Two–beam interferometer using a laser,” *J. Opt. Soc. Am.* **57** (2), pp. 149–155 (1967).

Roddier, C., Roddier, F., Roddier, J., “Compact rotational shearing interferometer for astronomical applications,” *Opt. Eng.* **28** (1), pp. 66–70 (1989).

Scholl, M. S., “Stray–light issues for background–limited far–infrared telescope operation,” *Opt. Eng.*, **33** (3), pp. 681–684 (1994).

Scholl, M. S., “Signal generated by an extra–solar–system planet detected by a rotating rotationally shearing interferometer,” *J. Opt. Soc. Am. A*, **13** (7), pp. 1584–1592 (1996).

Sukla, R. P., Malacara, D., “Some applications of the Murty interferometer: A review,” *Opt. Laser Technol.* **26**, pp. 1–42 (1997).

Vaughan, J. M., “Interferometry, atoms and light scattering: one hundred years of optics,” *J. Opt.A: Pure Appl.* **1**, pp. 750–768 (1999).

Windecker, R., Tiziani, H. J., “Optical roughness measurements using extended white–light interferometry,” *Opt. Eng.*, **38** (6), pp. 1081–1087 (1999).

Wyant, J. C., “Double frequency grating lateral shear interferometer,” *Appl. Opt.* **12** (9), pp. 2057–2060 (1973).

Capítulo 2

Fundamentos de interferometría

2.1. Introducción

Muchos experimentos científicos utilizan la combinación de dos campos electromagnéticos derivados de una misma fuente. En este capítulo se presenta una introducción del principio físico de la interferencia de dos ondas monocromáticas y las condiciones para que este fenómeno se manifieste. Adicionalmente, se establecen las características más importantes de los interferómetros convencionales contrastándolas con las de los interferómetros de desplazamiento más comunes.

2.2. Interferencia: los fundamentos

El principio fundamental de la interferometría se explica por medio de la teoría de ondas electromagnéticas generadas por la misma fuente que se superponen, o interfieren entre sí, de la misma manera que lo harían dos ondas propagándose en el agua. Según sea el caso, si la

cresta de una onda coincide con el valle de la otra se produce interferencia destructiva y las ondas se cancelan. Si la cresta de una onda coincide con la cresta de la otra, se tiene interferencia constructiva, y las ondas se refuerzan aumentando su amplitud.

El fenómeno de interferencia se interpreta convenientemente mediante el *principio de superposición*, el cual establece que para un punto P en el espacio, el desplazamiento resultante de una onda ψ , es el mismo al de la combinación de los desplazamientos individuales de dos ondas ψ_1 y ψ_2 lo cual se representa mediante la ecuación

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 \quad . \quad (2.1)$$

Si ψ_1 y ψ_2 son soluciones independientes de la ecuación de onda

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad , \quad (2.2)$$

entonces la combinación lineal de

$$\psi = a\psi_1 + b\psi_2 \quad , \quad (2.3)$$

es también una solución de la ecuación de onda, donde a y b son constantes arbitrarias.

Considerando el principio de superposición, dos ondas monocromáticas representadas por los vectores $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}t)$ y $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}t)$ que se originan de una misma fuente, y que después de viajar por diferentes direcciones se encuentran en un mismo punto P definido por el vector de posición \mathbf{r} , darán como resultado el vector $\mathbf{E}_T(\mathbf{r}t)$ de tal forma que

$$\mathbf{E}_T(\mathbf{r}t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}t) \quad , \quad [\text{V/m}] \quad (2.4)$$

Cada una de las dos ondas $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}t)$ y $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}t)$ se pueden representar respectivamente como

$$\mathbf{E}_1 = E_{01} \cos(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t \pm \phi_1) \quad , \quad [\text{V/m}] \quad (2.5)$$

$$\mathbf{E}_2 = E_{02} \cos(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \omega t \pm \phi_2) \quad , \quad [\text{V/m}] \quad (2.6)$$

Las dos ondas tienen la misma frecuencia pero difieren en el vector de propagación \mathbf{k} .

La intensidad de la luz en el detector es una función de la densidad de potencia radiada *RPD* (*radiant power density*) o irradiancia, cuyo símbolo es I (*irradiance*) con unidades $[\text{W/m}^2]$, la cual mide el cuadrado de la amplitud de la onda durante un tiempo promedio y es expresada como:

$$I(\mathbf{r}, t_0) \equiv \text{cte.} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, t_0) dt \quad , \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.7)$$

El promedio sobre un intervalo de tiempo es $\langle f(t) \rangle \equiv \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt$. Considerando un medio lineal, homogéneo e isotrópico, la ecuación (2.7) se puede expresar en forma equivalente mediante

$$I = \epsilon_0 c \langle \mathbf{E}^2 \rangle \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.8)$$

Aquí $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2}$ es la permitividad eléctrica en el vacío y $c = 2.997 \times 10^8 \text{ m/s}$ es la constante universal de la velocidad de la luz en el vacío. La irradiancia es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico, por lo que desarrollando el término cuadrático para un punto dado P se obtiene por

$$I = \epsilon_0 c \langle \mathbf{E}^2 \rangle = \epsilon_0 c \langle \mathbf{E}_P \cdot \mathbf{E}_P \rangle = \epsilon_0 c \langle (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \rangle \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.9)$$

o bien

$$I = \epsilon_0 c \langle \mathbf{E}_1^2 + \mathbf{E}_2^2 + 2(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2) \rangle \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.10)$$

De acuerdo con la ecuación (2.8), los dos primeros términos en la ecuación (2.10), \mathbf{E}_1^2 , \mathbf{E}_2^2 , corresponden a las irradiancias I_1 y I_2 de los campos eléctricos \mathbf{E}_1 y \mathbf{E}_2 . En tanto, el último término $(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2)$, depende de la interacción de los campos eléctricos y se le llama *término de interferencia* (I_{12}).

De acuerdo con la ley de Fresnell–Arago, si ambos campos son ortogonales no hay interferencia, ya que el producto punto ($\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2$) es igual a cero. Por otra parte, cuando las ondas son linealmente polarizadas y paralelas el producto punto alcanza su valor máximo.

La ecuación de interferencia en forma simplificada se puede expresar ahora como

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \quad , \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.11)$$

en donde el término de interferencia es igual a

$$I_{12} = 2\epsilon_0 c \langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle \quad , \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.12)$$

calculando el producto punto y considerando las ecuaciones (2.4) y (2.5) tenemos que

$$\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \epsilon_1) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \epsilon_2) \quad . \quad (2.13)$$

Expandiendo y simplificando los valores del coseno como la diferencia de dos ángulos y aplicando el siguiente cambio de variables

$$\alpha \equiv \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \epsilon_1 \quad , \quad (2.14)$$

$$\beta \equiv \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \epsilon_2 \quad , \quad (2.15)$$

se obtiene que el producto punto es igual a

$$\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\alpha - \omega t) \cos(\beta - \omega t) . \quad (2.16)$$

Expandiendo y multiplicando los factores del coseno se tiene que

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle = \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos \alpha \cos \beta \langle \cos^2 \omega t \rangle + \sin \alpha \sin \beta \langle \sin^2 \omega t \rangle \\ + (\cos \alpha \sin \beta + \sin \alpha \cos \beta) \langle \sin^2 \omega t \rangle . \end{aligned} \quad (2.17)$$

Puede demostrarse que sobre cualquier número completo de ciclos, los valores promedio de la ecuación 2,17 están dados por

$$\langle \cos^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2} , \quad (2.18)$$

$$\langle \sin^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2} , \quad (2.19)$$

$$\langle \sin \omega t \cos \omega t \rangle = 0 . \quad (2.20)$$

Reduciendo términos y reescribiendo la ecuación (2.17) se obtiene

$$\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos [(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)] . \quad (2.21)$$

Aquí la expresión entre corchetes corresponde a la diferencia de fase entre los campos eléctricos \mathbf{E}_1 y \mathbf{E}_2 . El término de fase se escribe como

$$\delta = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \quad . \quad (2.22)$$

Combinando las ecuaciones (2.12), (2.21) y (2.22) se obtiene la ecuación del término de interferencia

$$I_{12} = \varepsilon_0 c \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos \delta \quad . \quad (2.23)$$

De manera similar para los términos I_1 y I_2 de la ecuación (2.11) se puede demostrar que

$$I_1 = 2\varepsilon_0 c \langle \mathbf{E}_1^2 \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_{01}^2 \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.24)$$

$$I_2 = 2\varepsilon_0 c \langle \mathbf{E}_2^2 \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_{02}^2 \quad . \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.25)$$

Cuando el producto punto de campos paralelos $\mathbf{E}_{01} \parallel \mathbf{E}_{02}$, es idéntico al producto de sus magnitudes, la ecuación (2.23) puede ser expresada en términos de las ecuaciones (2.24) y (2.25) como

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad . \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.26)$$

Finalmente se puede escribir la expresión

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad , \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.27)$$

que corresponde a la irradiancia total en función de las irradiancias individuales de cada una de las ondas que interfieren. La frecuencia óptica de la región visible es aproximadamente del orden de 10^{14} a 10^{15} Hertz o de 400 nm a 800 nm expresados en longitudes de onda. Los detectores de radiación, entre ellos nuestros ojos, además de depender de la energía del haz de luz, detectan sólo el promedio de la intensidad y no la fase del campo eléctrico, por lo que es prácticamente imposible detectar en forma experimental las variaciones del campo. Sin embargo, dos haces de luz no polarizada producen interferencia aunque ésta no siempre se pueda detectar, debido a que siempre es posible determinar las componentes ortogonales de un campo eléctrico y estas a su vez pueden ser comparadas con las componentes respectivas del otro campo eléctrico.

2.3. Coherencia temporal y coherencia espacial

Se consideran dos tipos de coherencia: coherencia temporal y coherencia espacial. La coherencia temporal se refiere a la monocromaticidad de la fuente. La frecuencia, la amplitud y la fase se mantienen estables en su dirección de propagación, de tal manera que el grado de correlación entre un punto en un tiempo t en espacio y un punto en un tiempo $t + \tau$, donde τ es un incremento temporal arbitrario, o grado de coherencia temporal.

Por otro lado, la coherencia espacial se refiere al tamaño finito de la fuente. El grado de coherencia espacial es el grado de correlación que existe entre el campo a lo largo de un frente de onda, en dirección ortogonal a la dirección de propagación. Una fuente puntual tendría coherencia total. Sin embargo, todas las fuentes reales tienen un tamaño finito, y de acuerdo al principio de Huygens (Born [1980]), las fuentes reales se consideran como un gran número de fuentes puntuales que emiten en forma independiente y sin correlación, al menos en puntos separados más allá de una longitud de onda.

Cuando dos ondas coherentes (monocromáticas) se superponen, la irradiancia resultante en función de la diferencia de fase oscila sinusoidalmente. Si las ondas son incoherentes (no monocromáticas) la irradiancia es sólo la suma de las irradiancias individuales. No existe físicamente ninguno de estos dos casos, sólo hay ondas parcialmente coherentes debido a que sólo existen ondas cuasimonocromáticas.

Dependiendo del valor del coseno de la fase ($\cos \delta$), en la ecuación (2.27), la suma de las irradiancias individuales I_1 y I_2 aumenta o disminuye el valor del término de interferencia, generando interferencia constructiva o destructiva según sea el caso. Por otro lado, si la diferencia de fase inicial ($\epsilon_1 - \epsilon_2$) en la ecuación (2.22) varía aleatoriamente, las ondas son mutuamente incoherentes y el coseno de la fase ($\cos \delta$) se vuelve un factor independiente del tiempo cuyo promedio es cero, por lo que, aunque existe interferencia, no es posible observar ningún patrón durante un tiempo suficiente para ser detectado. Para poder observar el fenómeno de interferencia debe existir cierto grado de coherencia de tal forma que

$$\langle \cos \delta \rangle \neq 0 \quad . \quad (2.28)$$

Este punto es de particular importancia cuando las ondas a interferir se originan de fuentes independientes, tales como lámparas incandescentes o de descarga de gas, donde las ondas serán mutuamente incoherentes. Los láseres aún de manera independiente pueden tener suficiente coherencia mutua para que sea perceptible su interferencia por cortos periodos de tiempo. De la ecuación (2.22) se desprende que, si el punto de observación definido por el vector \mathbf{r} varia, propicia que el valor de coseno de la fase ($\cos \delta$), tenga valores máximos y mínimos alternados que se distinguen como franjas de interferencia espacialmente separadas, de tal forma que cuando el $\cos \delta = +1$, se tenga interferencia constructiva e irradiancia máxima

$$I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \quad . \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.29)$$

Esta condición ocurre siempre que la diferencia de fase δ sea igual a $2m\pi$, donde m es cualquier número entero o cero.

Por el contrario, cuando $\cos \delta = -1$ se tiene interferencia destructiva e irradiancia mínima o luz de fondo determinada por

$$I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \quad . \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.30)$$

La condición para que esto ocurra es que la diferencia de fase δ sea igual a $(2m+1)\pi$.

En el caso particular de campos con polarización lineal paralela y cuyas irradiancias sean $I_1 = I_2 = I_0$ en un punto P dado por el vector r , las irradiancias máxima y mínima se pueden expresar a partir de las ecuaciones (2.29) y (2.30) como

$$I_{max} = 4I_0 \quad , \quad [W/m^2] \quad (2.31)$$

$$I_{min} = 0 \quad . \quad [W/m^2] \quad (2.32)$$

La figura 2.1 (a) muestra la irradiancia de las franjas de interferencia como función de la diferencia de fase δ . El mejor contraste de franjas se obtiene cuando las irradiancias I_1 y I_2 son iguales una vez que se ha eliminado la irradiancia de fondo. Entre dos máximos o dos mínimos adyacentes, la diferencia de fase es de 2π radianes o una longitud de onda de recorrido de caminos ópticos. La figura 2.1(a) muestra un perfil cosenoidales con los valores máximos y mínimos de irradiancia. La figura 2.1 (b) muestra el interferograma correspondiente cuyo contraste o *visibilidad* de las franjas, se calcula con la siguiente relación

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad . \quad (2.33)$$

A lo largo de este trabajo, se da por hecho la existencia de las condiciones para la existencia de interferencia y se aplican en todos los casos de los experimentos realizados.

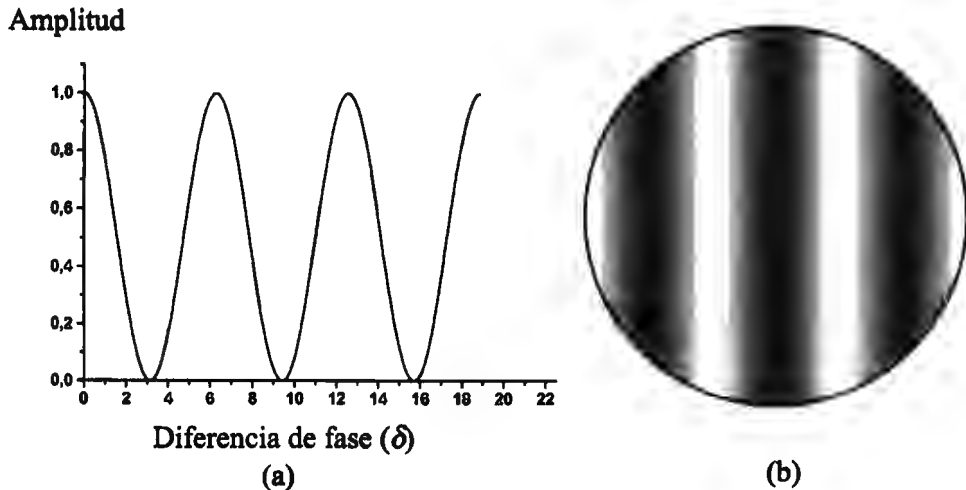


Figura 2.1. La irradiancia de las franjas de interferencia como una función de la diferencia de fase δ en radianes (a) Perfil cosenoidal. (b) Patrón de intensidad interferométrico.

2.4. Interferómetros convencionales

Los interferómetros son instrumentos que utilizan como principio de funcionamiento el fenómeno de interferencia para hacer diversos tipos de mediciones. Una clasificación muy común de esos instrumentos consiste en el estudio de los interferómetros que dividen el frente de onda y los que dividen la amplitud del campo eléctrico.

En el primer caso, una onda se divide en dos partes y cada una de ellas se usa como una fuente de ondas secundaria que al superponerse nuevamente generan un patrón de interferencia. Los ejemplos más ilustrativos de esta situación son proporcionados por el experimento de la doble rendija de Young y el espejo de Loyd.

En el segundo caso se divide la amplitud del campo eléctrico de la onda. Después de que ambas ondas han recorrido caminos ópticos similares, llegan a un punto común generando un patrón de interferencia. Algunos interferómetros que funcionan bajo este principio son el Fizeau, el Twyman–Green y el Mach–Zehnder.

Debido a sus aportaciones históricas y a sus diversas aplicaciones, los interferómetros antes citados son considerados *tradicionales* o *convencionales*. Estos instrumentos tienen como característica principal generar patrones de franjas que representan un mapa topográfico de las superficies bajo estudio. En general, estos dispositivos se limitan a la prueba de elementos ópticos con superficies planas o esféricas y con simetría de rotación. Una prueba óptica convencional consiste en comparar el frente de onda proveniente del elemento bajo análisis, contra uno de referencia generado por un elemento óptico de muy alta calidad. El problema de la prueba es que el elemento de referencia, a su vez, se debe fabricar y probar utilizando superficies de referencia de mayor calidad. Otra desventaja es que los interferómetros convencionales no son aplicables a superficies rugosas (cuando las rugosidades son del orden de la longitud de onda de la fuente de iluminación).

La figura 2.2 muestra un ejemplo ilustrativo de un interferómetro convencional: el interferómetro de Fizeau aplicado en la prueba de una superficie plana. Este sistema utiliza lámparas de luz cuasimonocromática, que suelen ser de helio o mercurio, y que iluminan al plano óptico bajo prueba y al plano de referencia, a través de un divisor de haz formado por un vidrio difusor semi–reflector. Los haces de luz del elemento de referencia y el de prueba, forman un patrón de interferencia que se observa a un ángulo de 45° del divisor de haz.

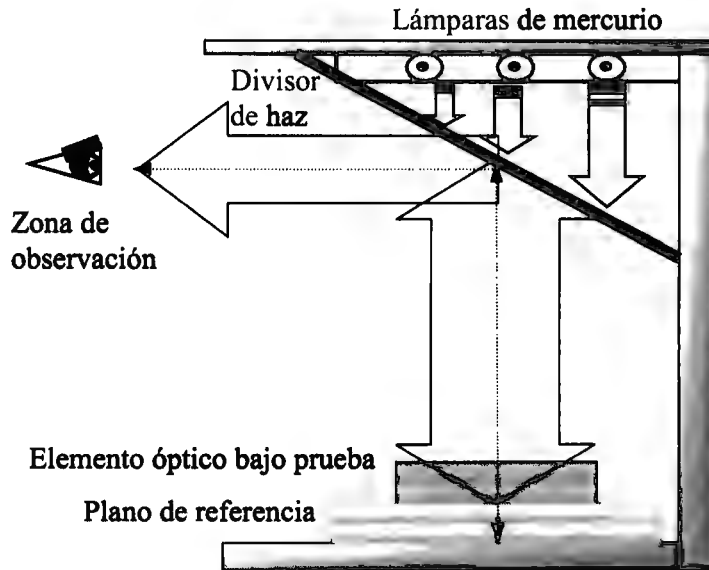


Figura 2.2. Configuración experimental del interferómetro de Fizeau para la prueba de un plano óptico utilizando una superficie plana de referencia.

El resultado de la prueba es un interferograma, del cual se obtiene la información relacionada con los valores de las diferencias de alturas respecto del plano de referencia, como se muestra en la figura 2.3. La separación entre dos superficies es una constante para una franja dada, (franjas de igual grosor).

La diferencia de las alturas en la superficie de prueba respecto de un plano de referencia ideal se conoce como error pico y está en función de la longitud de onda λ , la separación entre franjas S , y la desviación respecto de la linealidad de las franjas indicado por el símbolo Δ .

$$Error = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{\Delta}{S} \right) \quad . \quad (2.34)$$

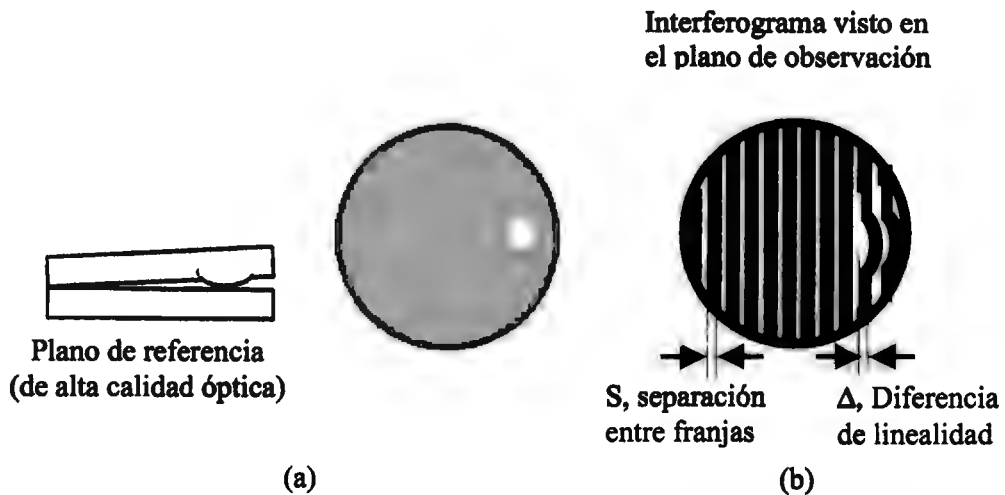


Figura 2.3. Franjas de Fizeau: Para una franja dada, la separación entre franjas es una constante. (a) Comparación de un plano óptico con una irregularidad en su superficie respecto de una referencia perfecta. (b) Representación del interferograma correspondiente al plano óptico del inciso (a)

Otro de los interferómetros convencionales de múltiples aplicaciones es el interferómetro Twyman–Green. La figura 2.4 muestra una configuración clásica utilizada en la prueba de superficies esféricas.

Un haz de la fuente de iluminación láser se expande y posteriormente se colima por medio de la lente L1. El haz se divide para iluminar la superficie de referencia y el objeto bajo prueba. La superficie de referencia es plana, espejo M1, por lo que se introduce un sistema de lentes que hagan divergir el haz colimado para iluminar la superficie de prueba. En el sistema, además del elemento de referencia, se tienen dos componentes ópticos de alta calidad, con diferentes curvaturas, que se deben fabricar y probar. La lente L2 forma la imagen del patrón de intensidad sobre la superficie de observación a la salida del interferómetro

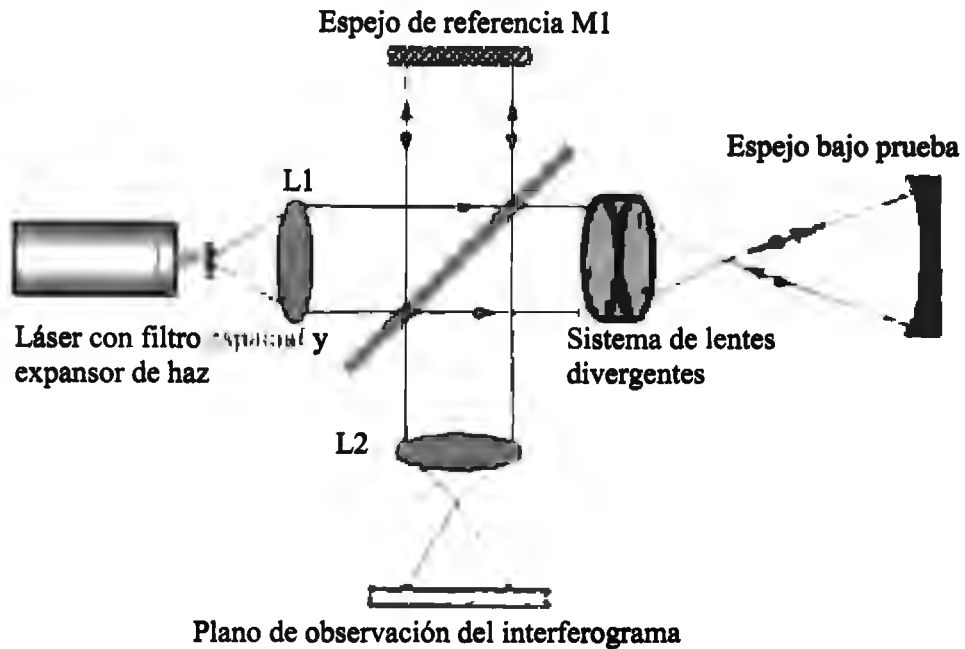


Figura 2.4. Interferómetro Twyman–Green utilizado para la prueba de un espejo esférico.

La figura 2.5 muestra la configuración tradicional del interferómetro Mach–Zehnder. Este arreglo presenta algunas ventajas respecto de los sistemas antes descritos. Debido a su versatilidad se ha utilizado en un gran número de aplicaciones prácticas (Gerth 1978]) y es aún ampliamente citado en la literatura. Una de sus principales ventajas es el espacio de trabajo, relativamente grande y accesible, que facilita la prueba de sistemas de gran tamaño o que requieren de colocar equipo adicional al de los objetos bajo prueba, así como la flexibilidad que presenta para la localización de las franjas. El interferómetro Mach–Zehnder es un interferómetro de un sólo paso, lo cual resulta generalmente benéfico en la prueba de sistemas ópticos con grandes aberraciones (Hariharan [1960]). El hecho de que el haz de luz pase únicamente una vez por el sistema bajo prueba mantiene la relación de $\lambda/2$ por franja.

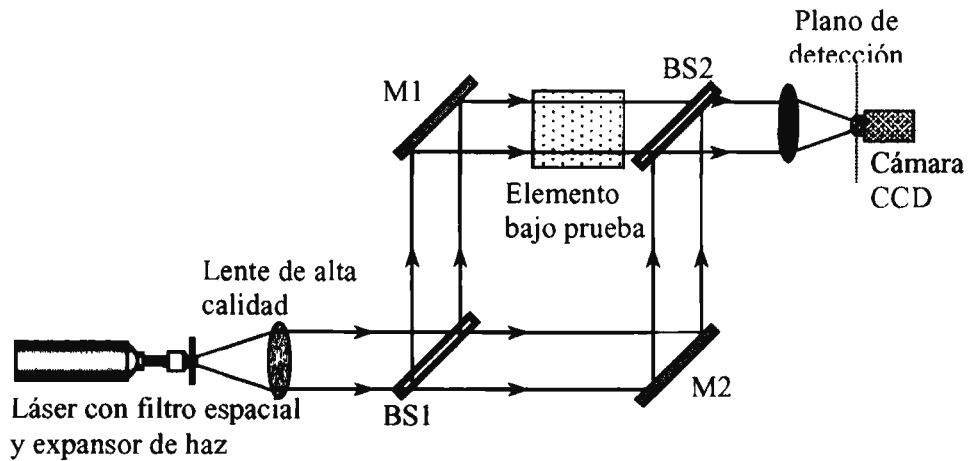


Figura 2.5. Arreglo experimental típico de un interferómetro Mach-Zehnder.

El arreglo interferométrico Mach-Zehnder convencional no requiere de compensadores adicionales lo cual facilita su calibración, son comparativamente más fáciles de fabricar y de probar debido a que todos sus componentes ópticos tienen superficies planas, respecto de las superficies con curvatura. La alineación del sistema es una de las principales dificultades de la configuración Mach-Zehnder. Una alineación incorrecta dificulta la detección de franjas en un plano adecuado, requiriendo compensación adicional para obtener franjas con la orientación y frecuencia espacial correcta. Existen varias propuestas en la literatura para minimizar o eliminar el problema de la alineación del interferómetro Mach-Zehnder, (Cuadrado [1987]). Otro de los inconvenientes de esta configuración es la alta sensibilidad respecto de los cambios ambientales y vibraciones mecánicas. Aunque lo anterior no es un problema exclusivo de la configuración Mach-Zehnder, el hecho de que los haces viajen caminos ópticos diferentes lo hace más propenso a introducir errores de medición por lo que es necesario usar sistemas estabilizadores dentro de un espacio con condiciones ambientales controladas.

2.5. Interferómetros de desplazamiento

La prueba y fabricación de elementos ópticos esféricos y carentes de simetría de rotación es particularmente difícil debido a que las técnicas interferométricas comúnmente establecidas requieren de una superficie de referencia perfecta, generalmente plana o esférica. Dicha pieza ideal, es aún más difícil de construir ya que no es posible hacer elementos ópticos mejores de lo que se pueden probar. Por lo tanto, se deben generar técnicas de prueba novedosas y adaptables a las necesidades actuales.

Dos de las técnicas ópticas que se utilizan comúnmente para resolver este problema son las pruebas nulas (Díaz–Uribe [2000]) y la interferometría de desplazamiento (Schwider [1990]). Las pruebas nulas tienen la gran desventaja de utilizar compensadores ópticos, los cuales muchas de las veces son tan complicados de fabricar y de probar como el elemento óptico que se desea estudiar. El análisis detallado de las pruebas nulas queda fuera del interés de nuestro trabajo de investigación. Esta investigación se centrará en la técnica de la interferometría de desplazamiento, que en los últimos años ha demostrado su enorme potencial en el desarrollo de nuevas tecnologías. Los interferómetros de desplazamiento son ampliamente utilizados en análisis de frentes de onda, ya sean planos o esféricos, con y sin simetría de rotación. Algunas de las muchas aplicaciones en el área son: determinar la curvatura de elementos ópticos convencionales y no convencionales (Baird [1967]), calcular el índice de refracción y grado de homogeneidad de materiales transparentes (Murugov [1982]). Asimismo, se utiliza para medir el ángulo de prismas (Bryngdahl [1965]) o cubos retro–reflectores (Sen [1965]) y longitud focal de lentes (Matsuda [1999]).

También se han utilizado en la determinación de la función de transferencia óptica (Ashton [1969]), el estudio de perturbaciones atmosféricas (Koliopolus [1980]), y para medir el grado de coherencia espacial (Schwider [1984]). Otras de las aplicaciones ampliamente utilizadas consisten en la alineación de sistemas ópticos (Patorsky [1976]) y la evaluación de haces de iluminación con luz láser (Xu [1995]). Actualmente, se investiga sobre técnicas de detección de planetas fuera del sistema solar basadas en la interferometría de desplazamiento. Por ejemplo, se prevé utilizar un interferómetro de desplazamiento rotacional en la detección de planetas fuera del sistema solar (Scholl [1999]).

La interferometría de desplazamiento presenta una ventaja fundamental respecto a los sistemas interferométricos convencionales: son sistemas *autoreferenciados*; es decir, no requieren de una referencia externa. En estos interferómetros, el frente de onda bajo prueba se superpone con una versión modificada, o desplazada, de sí mismo. La diferencia de caminos ópticos (DCO) se puede expresar como

$$DCO(x, y) = W_{\text{DESPLAZADO}}(x, y) - W_{\text{ORIGINAL}}(x, y) \quad . \quad (2.35)$$

La mayoría de los interferómetros de desplazamiento, dividen el frente de onda en dos partes de igual intensidad conservando sus aberraciones. Una parte del frente de onda continua su propagación sin cambios, mientras que la otra parte se modifica en alguno de sus parámetros esenciales. Finalmente, ambos frentes de onda se hacen coincidir en la región de detección de tal forma que la superposición de ambos genere un patrón interferométrico de intensidades que contenga la información de la derivada del frente de onda en dos dimensiones.

Un inconveniente de esta técnica respecto a la convencional, es que sus patrones interferométricos no representan directamente la forma real de la superficie bajo estudio. Los interferogramas generados por desplazamiento generalmente representan la derivada del frente de onda, por lo que se deben emplear métodos matemáticos de integración para la recuperación de la fase. Actualmente, los modernos y veloces sistemas de procesamiento de datos permiten que se utilicen algoritmos más eficientes, reduciendo considerablemente esta desventaja.

Los interferómetros de desplazamiento se clasifican generalmente en tres grupos de acuerdo con el método o elementos que modifican al frente de onda: interferómetros de desplazamiento radial, rotacional y lateral (Malacara [1992]). Un tipo adicional, citado en la literatura, consiste en el interferómetro de desplazamiento por inversión del frente de onda (Puntambekar [1971]), el cual se considera un caso especial del interferómetro de desplazamiento rotacional con un ángulo de rotación de 180° .

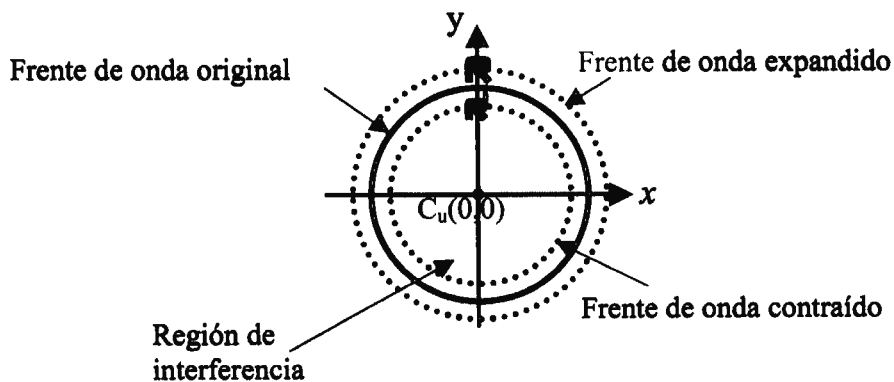


Figura 2.6. Superposición de los frentes de onda original y una de las réplicas modificadas por el interferómetro de desplazamiento radial. Los frentes de onda, el expandido y el contraído, comparten la misma coordenada central.

2.5.1. Interferómetros de desplazamiento radial

Los interferómetros de desplazamiento radial dividen al frente de onda bajo prueba en dos partes. Una parte se expande y la otra se contrae. Una representación de la superposición utilizando esta técnica de desplazamiento radial se muestra en la figura 2.6.

Debido a la relación de amplificación, la región de interferencia se encuentra sólo en el área del frente de onda contraído manteniendo la misma coordenada central después de la modificación, por lo que la alineación de estos sistemas es crítica. De lo contrario, se presentará desplazamiento lateral introduciendo errores en el sistema.

Uno de los primeros arreglos experimentales para generar desplazamiento radial utilizando luz colimada se muestra en la figura 2.7, (Murty [1964a]).

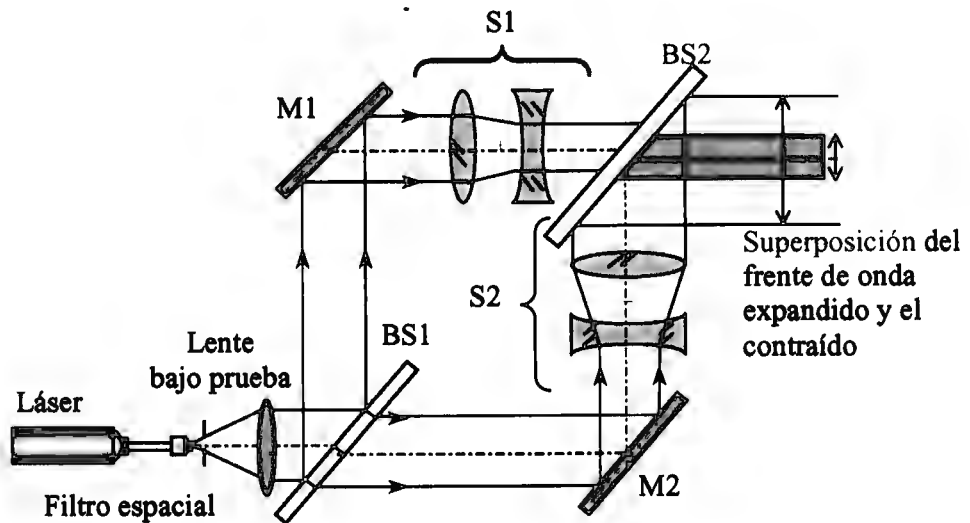


Figura 2.7. Arreglo experimental de un interferómetro de desplazamiento radial. Ambos frentes de onda, el expandido y el contraído, conservan su coordenada central.

Un par de sistemas telescópicos (S1, S2), colocados en dos de los brazos de un interferómetro Mach–Zehnder generan la expansión de uno de los frentes de onda W_e por un factor S_e y en la contracción W_c del otro por un factor S_c . Los factores de expansión y contracción se obtienen por la razón de las longitudes focales del objetivo y el ocular respectivamente, descritos en coordenadas cilíndricas de la siguiente forma

$$W_e = A \left(\frac{R}{S_e} \right)^i \cos^j \phi \quad , \quad (2.36)$$

$$W_c = A \left(\frac{R}{S_c} \right)^i \cos^j \phi \quad . \quad (2.37)$$

Aquí A es el coeficiente de aberración y R el desplazamiento radial efectivo, por lo que la diferencia de caminos ópticos neta es

$$W_e - W_c = A \cos^j \phi R^i \left[\left(\frac{1}{S_e} \right)^i - \left(\frac{1}{S_c} \right)^i \right] \quad (2.38)$$

La sensibilidad relativa se expresa como $\sigma = 1 - R^n$ y se puede modificar cambiando las longitudes focales de los sistemas telescópicos de manera que ésta varíe de acuerdo a la curva que se muestra en la figura 2.8.

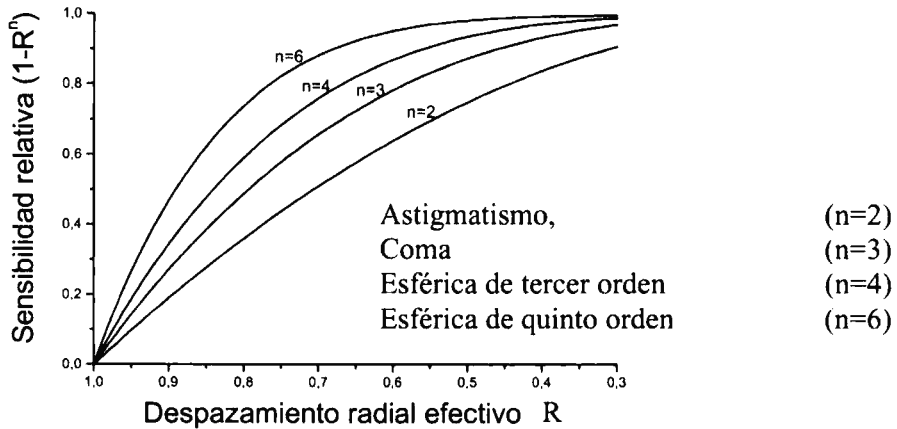


Figura 2.8. La sensibilidad relativa del interferómetro de desplazamiento radial varía en función del desplazamiento radial efectivo.

El interferómetro de desplazamiento radial se utiliza básicamente en dos casos. El primero, cuando se quieren medir las aberraciones del frente de onda con estructura puramente radial, como en la aberración esférica.

En el segundo caso se utilizan desplazamientos radiales muy grandes. Una sección muy pequeña, usualmente el centro, se amplifica hasta llenar la totalidad de la abertura, donde las variaciones de fase sobre esta sección suelen ser tan pequeñas que se considera una fase constante en toda el área de interferencia. En este caso, el interferómetro mide las diferencias de fase directamente respecto del centro de la abertura, por lo que no se requiere mayor reconstrucción del frente de onda. Sin embargo, para fines prácticos la técnica es ineficiente, y por lo mismo, poco utilizada.

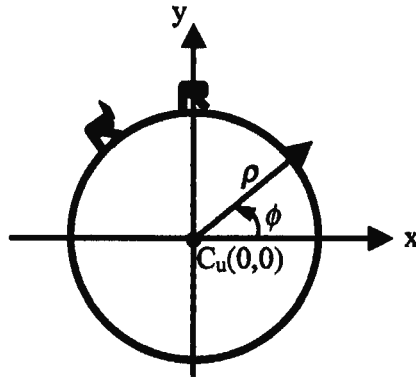


Figura 2.9. Los frentes de onda original y el rotado coinciden en su coordenada central en el interferómetro de desplazamiento rotacional.

2.5.2. *Interferómetros de desplazamiento rotacional*

El desplazamiento rotacional se puede obtener dividiendo el frente de onda en dos partes idénticas y rotando uno de los frentes de onda un ángulo relativo ϕ como se ilustra en figura 2.9. Los interferómetros de desplazamiento rotacional hacen una traslación angular del frente de onda desde 0° a 180° manteniendo su centro de coordenadas y sin reducir la región de interferencia. Estos dispositivos miden la componente tangencial de la pendiente del frente de onda. Son considerados como la componente ortogonal del interferómetro de desplazamiento radial, ya que al rotar 180° , contiene todas las posibles distancias de desplazamiento en la abertura desde el centro hasta sus orillas. En este caso todos los puntos del frente de onda modificado rotan un ángulo ϕ , a excepción del punto central.

La figura 2.10 muestra un arreglo experimental de un interferómetro de desplazamiento rotacional basado en la configuración de Jamin, (Murty [1966]). El arreglo consiste en un par de bloques plano paralelos con exactamente el mismo grosor.

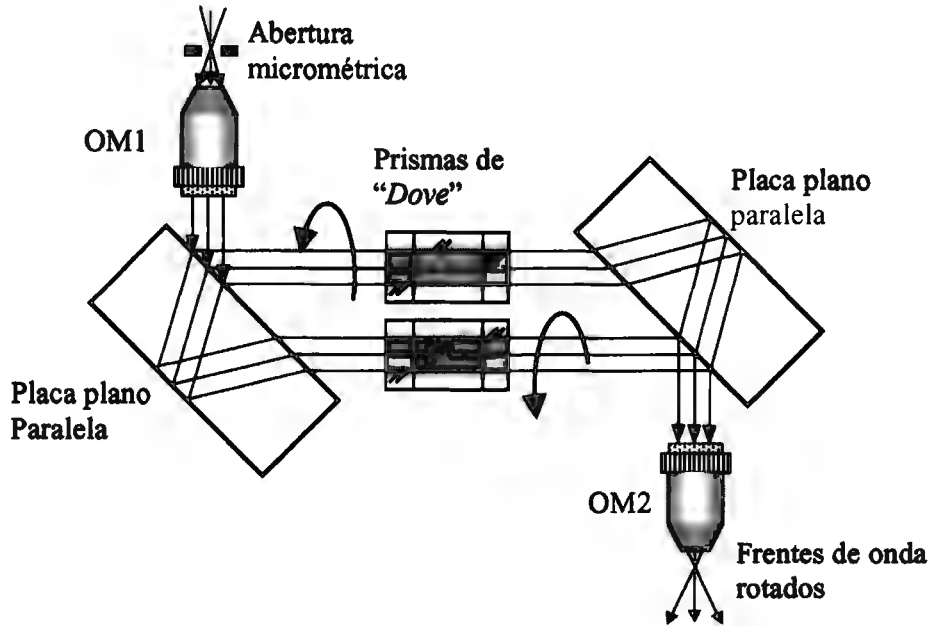


Figura 2.10. Arreglo experimental de un interferómetro de desplazamiento rotacional basado en la configuración del interferómetro de Jamin.

En medio de las placas plano paralelas se encuentran un par de prismas de paloma o “Dove” idénticos, los cuales rotan con un mismo ángulo pero en direcciones opuestas y cuya diferencia de caminos ópticos (DCO) es

$$W_2\left(R, \theta + \frac{\phi}{2}\right) - W_1\left(R, \theta - \frac{\phi}{2}\right) = n\lambda \quad (2.39)$$

El objetivo de microscopio OM1 colima la luz que proviene de una abertura micrométrica (*pinhole*). La observación de los frentes de onda rotados se realiza a la salida del objetivo de microscopio OM2.

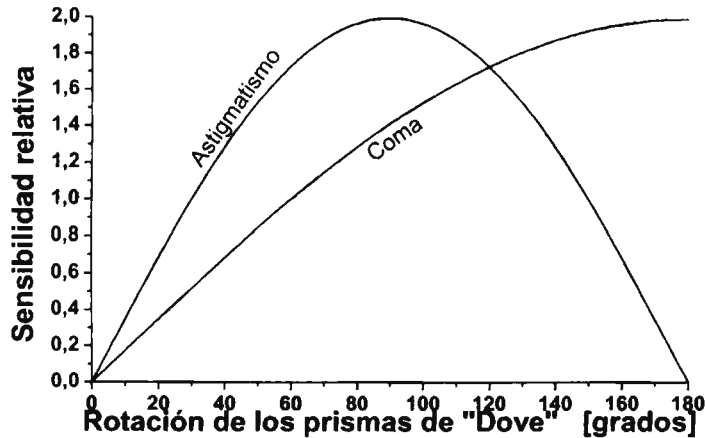


Figura 2.11. Sensibilidad relativa del interferómetro de desplazamiento rotacional.

Cuando el desplazamiento rotacional es igual a cero no existe patrón de interferencia. Estos interferómetros detectan únicamente aberraciones asimétricas como astigmatismo y coma. La sensibilidad relativa para cada aberración presenta sus máximos a diferentes ángulos de rotación. La sensibilidad máxima para la aberración de astigmatismo se logra con una rotación de 90° y la máxima sensibilidad para la coma, con una rotación de 180° , que como muestra la figura 2.11, indica la dirección en la que la única aberración es detectable.

2.5.3. Interferómetros de desplazamiento lateral

En comparación con los de desplazamiento radial y rotacional, los interferómetros de desplazamiento lateral son los más utilizados. El frente de onda bajo análisis se divide en dos partes, una de las cuales sufre el desplazamiento y se superpone nuevamente con la parte que no se modificó (Malacara [1992]).

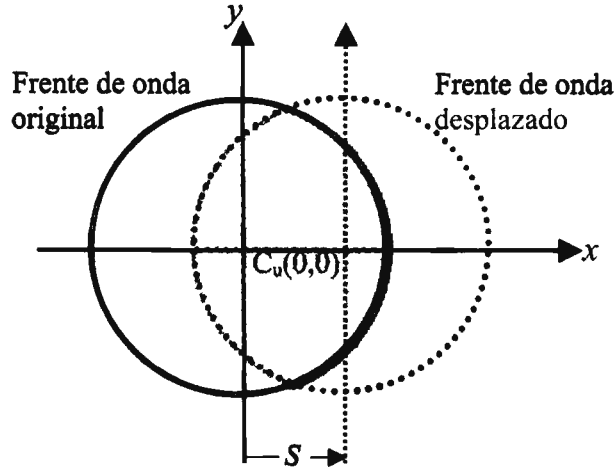


Figura 2.12. Desplazamiento lateral de un frente de onda respecto de la posición del frente de onda original.

La figura 2.12 muestra el desplazamiento lateral de un frente de onda respecto de la posición del original no desplazado. El punto central, al igual que cada uno de los puntos del frente de onda desplazado, se mueven en dirección definida por el sistema director mediante una traslación a lo largo de uno de los ejes de coordenadas, generalmente en dirección x o y .

El frente de onda $W(x, y)$, expresado por el polinomio de aberraciones en coordenadas cartesianas, en función de la diferencia de caminos ópticos se expresa haciendo uso de la definición de las derivadas parciales

$$\frac{\partial W(x, y)}{\partial x} = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{W(x + S, y) - W(x, y)}{S} \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial W(x, y)}{\partial y} = \lim_{T \rightarrow 0} \frac{W(x, y + T) - W(x, y)}{T} \quad (2.41)$$

Se observa que la diferencia de caminos ópticos está directamente relacionada con el valor del desplazamiento, cuando este es pequeño de tal forma que las ecuaciones (2.40) y (2.41) se hacen más exactas a medida que los desplazamientos sagital S y tangencial T tienden a cero. Existe interferencia constructiva siempre que m sea un múltiplo entero de la longitud de onda λ , por lo tanto

$$\frac{\delta W(x, y)}{\delta x} S + \frac{\delta W(x, y)}{\delta y} T = m\lambda \quad (2.42)$$

De la ecuación (2.42) se aprecia la necesidad de tener sistemas que generen pequeños desplazamientos con la mayor exactitud y precisión. Además, estos dispositivos deben ser fáciles de manipular y controlar ya sea por medios automáticos o manuales.

Existe una amplia variedad de elementos ópticos que se utilizan con este propósito. Los más citados en la literatura para llevar a cabo el desplazamiento lateral del frente de onda son: las rejillas de difracción, placas plano paralelas y prismas. Algunos de los elementos más comunes se muestran en la figura 2.13.

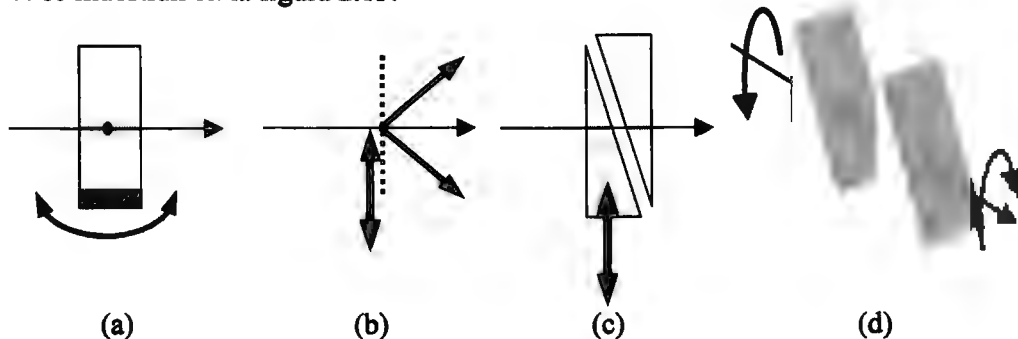


Figura 2.13. Moduladores de fase comúnmente utilizados para generar desplazamiento lateral: (a) placa plano paralela, (b) rejilla, (c) prismas con desplazamiento vertical y (d) prismas de Risley.

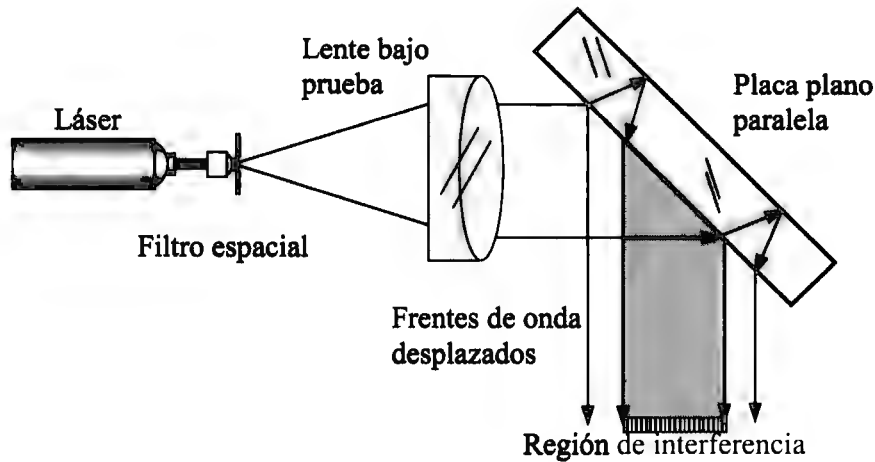


Figura 2.14. Uno de los arreglos experimentales más sencillos para generar desplazamiento lateral entre dos frentes de onda se obtiene utilizando una placa plano paralela.

La figura 2.14 muestra uno de los interferómetros de desplazamiento lateral más simples, una placa plano paralela (Murty [1964b]). La luz de un láser se expande mediante un objetivo de microscopio y se colima por medio del elemento óptico que se va a probar. El haz colimado incide sobre la placa plano paralela. Una parte de la luz se refleja en la primera superficie y otra se refleja en la superficie posterior, en el interior de la placa plano paralela. Los haces reflejados han sido desplazados lateralmente entre sí, por lo que sólo en la región común de iluminación aparecerán franjas debidas a la interferencia de los dos haces.

La figura 2.15 muestra la curva relacionada con la sensibilidad del interferómetro de desplazamiento lateral antes mencionado (Malacara [1970]). Debido a la dependencia del ángulo de incidencia, no existe un comportamiento lineal en la variación de la sensibilidad con la rotación de la placa plano paralela.

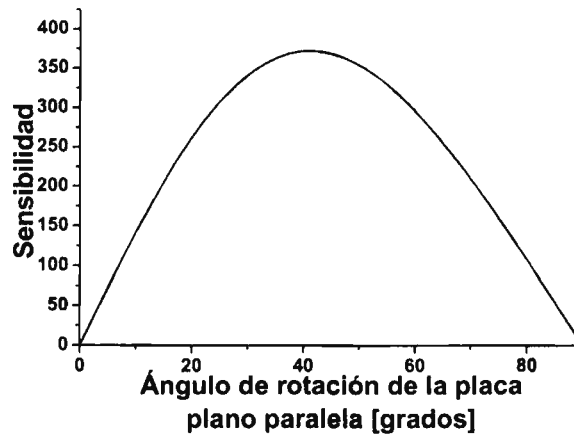


Figura 2.15. Curva de desplazamiento del interferómetro de desplazamiento lateral que utiliza una placa plano paralela.

Esta técnica de desplazamiento del frente de onda, se ha utilizado en una gran variedad de interferómetros. El capítulo seis se presenta un análisis comparativo con mayor detalle de las ventajas que presenta nuestro sistema respecto de aquellos que utilizan placas plano paralelas

El sistema de desplazamiento es muy importante ya que determinará la exactitud y precisión de la magnitud y dirección de los desplazamientos del frente de onda. Por lo tanto, el problema principal consiste en generar desplazamientos del frente de onda en forma exacta y precisa.

En el siguiente capítulo se presenta el sistema director del frente de onda, el cual utiliza un par de prismas de cuña. El sistema de desplazamiento del interferómetro de desplazamiento vectorial ofrece ventajas en control tanto de la magnitud como de la dirección del desplazamiento del frente de onda.

2.6. Conclusiones

La interferencia óptica consiste en toda interacción entre dos o más ondas de luz que produzca un patrón de intensidades distintas a la suma de las irradiancias individuales. Dos campos paralelos linealmente polarizados, con una misma frecuencia óptica (coherencia temporal) y que provengan de una misma fuente (coherencia espacial) generarán patrones de intensidad interferométricos.

La interferometría convencional no satisface las necesidades actuales en la prueba de elementos ópticos modernos ya que dependen de una referencia externa. Las múltiples aplicaciones de la interferometría de desplazamiento tanto en la prueba y fabricación de componentes ópticos, así como en el desarrollo de nuevas tecnologías, la convierten en una mejor alternativa de caracterización de elementos y sistemas ópticos modernos.

Referencias del capítulo 2

Ashton, A., Marchant, A. C., “A scanning interferometer for wavefront aberration measurements,” *Appl. Opt.* **8** (10), pp. 1953–1955 (1969).

Baird, K. M., Hanes, G. R., 1967, “Optical instruments – part I,” in *Applied optics and optical engineering*, Vol. 4, ed. Kingslake, (Academic Press, New York) chap. IX.

Born, M., Wolf, E., “*Principles of optics*”, Pargamon Press, New York, (1980), pp. 370–375.

Bryngdahl, O., 1965, “Applications of shearing interferometry,” in *Progress in optics*, Vol. 4, ed. E. Wolf (North Holland, Amsterdam) chap. II.

Cuadrado, J. M., Perez, M. V., Gomez–Reino C., “Equilateral hyperbolic zone plates: their uses in the Mach–Zehnder interferometer,” *Appl. Opt.* **26** (8), pp. 1527–1529 (1987).

Diaz–Uribe, R., Campos–García, M., “Null–screen testing of fast convex aspheric surfaces,” *Appl. Opt.* **39** (16), pp. 2670–2677 (2000).

Gerth, H. L., Sladky, R. E., Bezik M., J., Washington C. A., “Fabrication of off–axis parabolic mirrors,” *Opt. Eng.* **17** (6), pp. 588–594 (1978).

Hariharan, P., Sen, D., “Double-passed two-beam interferometers,” *J. Opt. Soc. Am.* **50** (4), pp. 357–361 (1960).

Koliopoulos, C. L., “Radial grating lateral shear heterodyne interferometer,” *Appl. Opt.* **19** (9), pp. 1523–1528 (1980).

Malacara, D., and Harris, O., “Interferometric Measurement of angles,” *Appl. Opt.* **9** (7), pp. 1630–1633 (1970).

Malacara D., “Radial, rotational, and reversal shear interferometers,” in *Optical Shop Testing*, ed. Malacara D., (John Wiley and Sons, Inc. 1992), chap. V.

Mantravadi M, V., “Lateral shearing interferometers,” in *Optical Shop Testing*, ed. Malacara D., (John Wiley and Sons, Inc. 1992), chap. IV.

Matsuda, K., Barnes, T. H., Oreb, B. F., Sheppard J. R., “Focal-length measurement by multiple beam shearing interferometry,” *Appl. Opt.* **38** (16), pp. 3542–3548 (1999).

Murty, M. V. R. K., “A compact radial shearing interferometer based on the refraction law,” *Appl. Opt.* **3** (7), pp. 853–857 (1964a).

Murty, M. V. R. K., “The use of a single plane parallel plate as a lateral shearing interferometer with a visible gas laser source,” *Appl. Opt.* **3** (4), pp. 531–534 (1964b).

Murty, M. V. R. K., Hagerott, E. C., “Rotational shearing interferometry,” *Appl. Opt.* **5** (4), pp. 615–619 (1966).

Murugov V. M., Okutin, G. P., Pankratov V. I., “Shearing interferometers having a wedge-shaped plate,” *Sov. J. Opt. Technol.*, **49** (11), pp. 672–674 (1982).

Patorski, K., Yokoseki, S., Susuki, T., “Collimation test by double grating shearing interferometer,” *Appl. Opt.* **15** (5), pp. 1234–1240 (1976).

Puntambekar, P., N., Sen, D., “A simple inverting interferometer,” *Opt Acta*, **18** (10), pp. 719–728 (1971).

Scholl, M. S., Paez, G., “Cancellation of star light generated by a nearby star–planet system upon detection with a rotationally–shearing interferometer,” *Infr. Phys. & Tech.*, **40**, pp. 357–365 (1999).

Schwider, J., “Continuous lateral shearing,” *Appl. Opt.* **23** (23), pp. 4403–4409 (1984).

Schwider, J., 1990, "Advanced evaluation techniques in interferometry," in *Progress in optics*, Vol. 28, ed. E. Wolf (North Holland, Amsterdam) chap. IV.

Sen, D., Puntambekar P. N., "Shearing interferometer for testing corner cubes and right angle prisms," *Appl. Opt.* **5** (6), pp. 1009–1014 (1966).

Xu, D., Chen, S, "Novel wedge plate beam tester," *Opt. Eng.*, **34** (1), pp. 169–172 (1995).

Capítulo 3

Sistema director del frente de onda

3.1. Introducción

En este capítulo se analiza el funcionamiento de un par de prismas de Risley utilizados para determinar la magnitud y dirección de los desplazamientos del frente de onda en uno de los brazos del interferómetro de desplazamiento vectorial. Se desarrolla el estudio analítico del par de cuñas sobre un conjunto de rayos utilizando las ecuaciones exactas de traslación y refracción vectorial en su representación matricial. Se simula la propagación de un arreglo rectangular y paralelo de rayos través del par de prismas con la finalidad de predecir las características de la imagen para diferentes ángulos de rotación, los cuales determinan la posición y la inclinación del frente de onda. Se evaluó la distorsión de los prismas mediante una prueba cualitativa. Debido a que los resultados teóricos y experimentales son afines, es factible la incorporación de los prismas como un sistema de director del frente de onda en el interferómetro de desplazamiento vectorial.

3.2. Prismas de desviación del frente de onda

Los prismas son elementos ópticos con un gran número de aplicaciones, ya sea que se utilicen como dispersores de haz o para orientar y seleccionar la posición de imágenes (Waddell [1966], Amirault [1985] Liepmann [1992]). Por esta razón, los prismas se han aplicado en una gran cantidad de sistemas, como por ejemplo en el escáner (Rosell [1960]), en aplicaciones donde se requiere dirigir el haz de iluminación de un láser (Heaps [1980]) y sobre todo aquellas donde la posición del frente de onda debe de ser exacta y precisa (Strojnik [1996]). Muchos interferómetros de desplazamiento (García-Torales [1998], Strojnik [1999]), utilizan prismas para controlar la magnitud del desplazamiento del frente de onda (Sasaki [1997], Groot [1995], Schwider [1980]). Por ejemplo, en algunos interferómetros de desplazamiento rotacional se utilizan prismas de paloma "*Dove prisms*" (Armitage [1965]) o bien prismas rectangulares "*roof prisms*" (Murty [1970]) para generar la rotación. Otros interferómetros utilizan placas plano paralelas con un pequeño ángulo para hacer el desplazamiento del frente de onda (Sirohi [1987], Darlin [1998]).

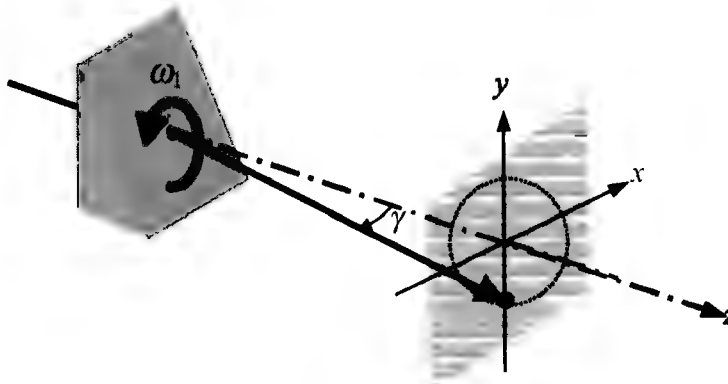


Figura 3.1. Un rayo colineal al eje óptico incide normal a una de las caras del prisma, sufre una desviación alejándose del vértice o parte más aguda del prisma, hacia su parte más gruesa. Cuando el prisma rota alrededor del eje óptico 360° , el rayo de salida forma un cono cuyo ángulo medio es γ .

3.2.1. Prismas delgados

Un prisma óptico ideal es aquel material altamente transparente, constituido por dos o más superficies planas, pulidas y no paralelas, es decir que forman un ángulo, donde la luz incidente se refleja o se refracta. Un prisma de cuña es aquel en que el ángulo de refracción, o ángulo de vértice, es pequeño, generalmente menor a 7° . Cuando el valor del ángulo es pequeño el análisis matemático se simplifica ya que se trabaja en la región paraxial (en analogía con las lentes), por lo que el valor del seno de su ángulo de desviación se puede sustituir por el valor en radianes del ángulo mismo.

La figura 3.1 muestra un prisma en que incide un rayo colineal al eje óptico, normal al lado recto, el cual sufre una desviación cuya dirección se aleja del vértice o parte más aguda, hacia su sección más gruesa. Si el prisma rota 360° alrededor del eje óptico, el rayo de salida delinearé un cono cuyo ángulo medio γ , se calcula mediante la ecuación

$$\gamma = (n - 1)\epsilon \approx \frac{n - 1}{n}(\text{sen } I_1 - \text{sen } I_2) \quad . \quad (3.1)$$

Donde n representa el índice de refracción del material, ϵ el ángulo de refracción del prisma, I_1 es el ángulo de incidencia del rayo a la entrada del prisma y el ángulo I_2 a la salida. Un valor típico del índice de refracción de muchos vidrios ópticos se encuentra alrededor de 1.5, por lo que la desviación total, el ángulo de cono generado, es aproximadamente igual al ángulo de refracción del prisma.

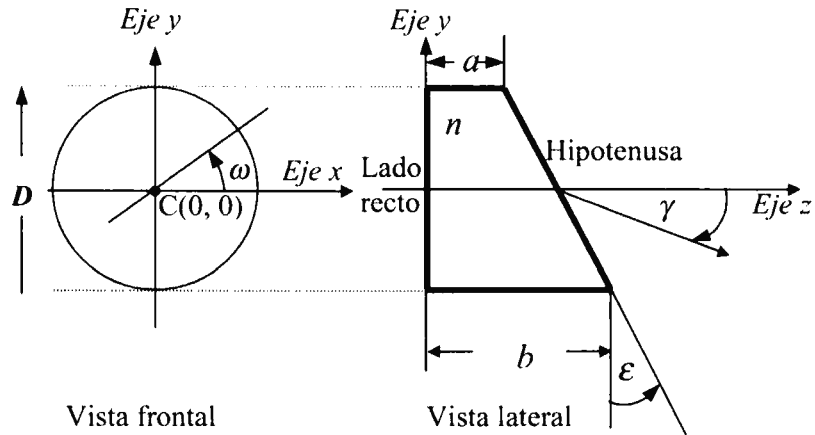


Figura 3.2. Parámetros de un prisma. Del lado izquierdo se muestra la vista frontal de uno de los prismas. La abertura circular tiene diámetro D y rota sobre su centro un ángulo ω , respecto del eje z . Del lado derecho, se muestra la vista lateral con la sección transversal de uno de los prismas. El prisma está truncado por lo cual se forma la base menor “ a ”, y la base mayor “ b ”. Además se muestran el ángulo de desviación γ , el ángulo de refracción ϵ el lado recto y la hipotenusa.

La figura 3.2 muestra la vista frontal y lateral de un prisma en posición vertical, así como los símbolos que representan sus parámetros más importantes. El ángulo de refracción ϵ se forma por la hipotenusa y el lado recto. El diámetro de la abertura se indica con la letra D . Se utiliza n_p como el índice de refracción del material.

En la parte superior de la abertura, con el símbolo “ a ”, se muestra la base menor que es la parte más angosta del prisma. En la parte baja del prisma, con la letra “ b ”, se indica la parte más ancha o base mayor. Las definiciones de estas cantidades se utilizan como datos de entrada y se mantienen en el desarrollo de las ecuaciones de este capítulo y a lo largo del trabajo de tesis.

3.2.2. Prismas de Risley

Los prismas de Risley consisten en un par de cuñas ópticas alineadas respecto del centro de su eje mecánico. La magnitud y dirección del ángulo de desviación de un haz de luz que se propaga a través los prismas se controla mediante la rotación individual, ω_1 y ω_2 , de cada prisma.

La figura 3.3 muestra un rayo colineal al eje óptico propagándose desde el plano objeto S_0 al plano imagen S_5 a través de los prismas de Risley. Una superficie general se le llama la i -ésima superficie. En esta figura, el ángulo de rotación ω_1 del primer prisma es igual a 0° ; y del segundo prisma, ω_2 , es casi igual a 0° .

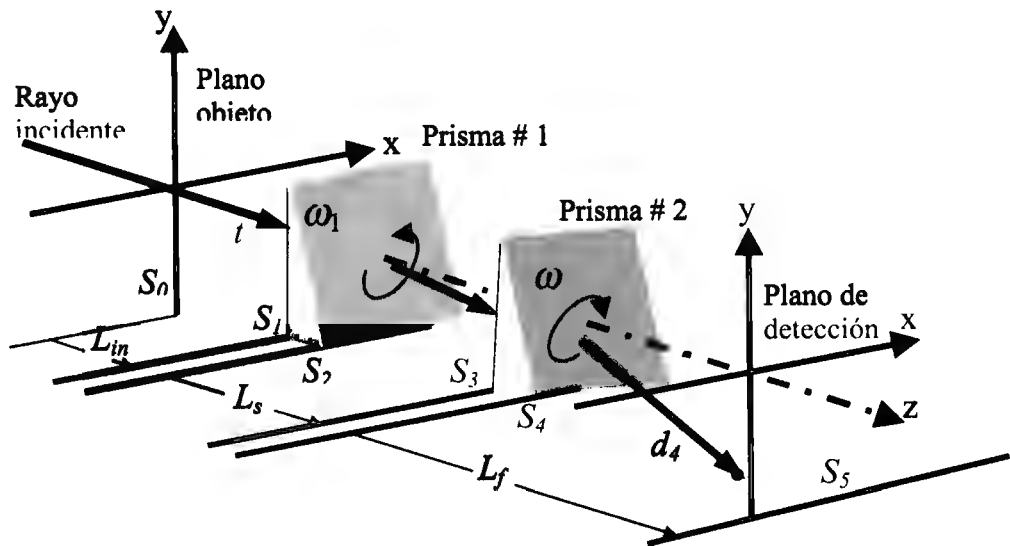


Figura 3.3. Un rayo colineal al eje z incide se propaga a través del sistema de prismas de Risley del plano objeto al plano imagen. La rotación de los prismas modifica la posición e inclinación del frente de onda sobre el plano de detección.

El lado recto del primer prisma se denota como S_1 ; las superficies subsecuentes son numeradas en orden ascendente hasta S_5 . Los subíndices corresponden al número indicado si definen cantidades en la superficie o al número anterior inmediato si las cantidades se definen entre las superficies.

Las distancias L_s , L_{in} , y L_f se miden a lo largo de eje z , a la altura de la base mayor de los prismas. Así, el espacio de separación entre prismas se denota como L_p . La distancia L_{in} se establece desde el plano objeto a la superficie S_1 . La distancia L_f se mide desde S_4 , en la parte final de la base del segundo prisma, al plano imagen S_5 . La posición de un rayo se determina por la intersección de un punto $P_0(x_0, y_0, z_0)$ con el plano objeto. El rayo se propaga en dirección definida por el vector $U_0(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$, cuyos cosenos directores son $\cos \alpha$, $\cos \beta$, $\cos \gamma$. Todas las cantidades mencionadas en este párrafo son parte de los datos de entrada del programa de trazo de rayos.

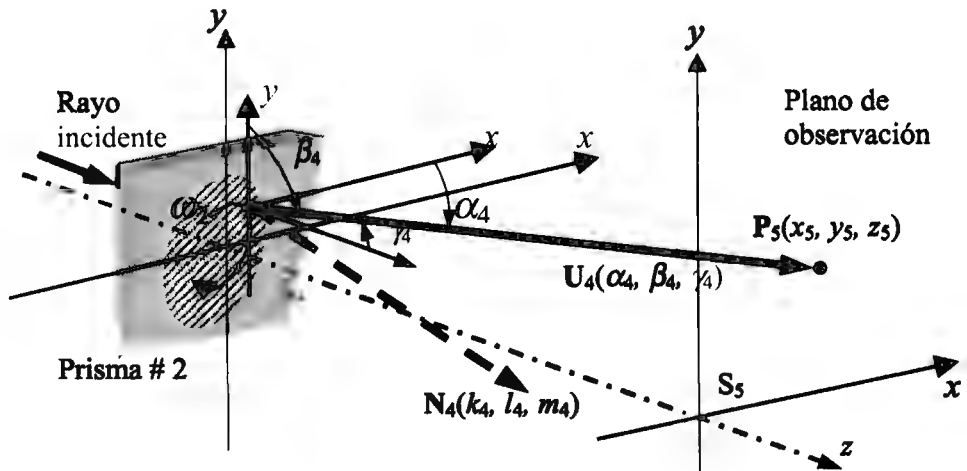


Figura 3.4. La desviación del rayo está definida por el vector $U_4(\alpha_4, \beta_4, \gamma_4)$, el punto de intersección del rayo con el plano de observación está dado por $P_5(x_5, y_5, z_5)$, y $N_4(k_4, l_4, m_4)$ es la normal a la cuarta superficie S_4 . El segundo prisma tiene una rotación de 180° .

La figura 3.4 muestra un rayo a la salida del segundo prisma cuando el ángulo de rotación es $\omega_2 = 0^\circ$. La normal a la superficie S_4 es $\mathbf{N}_4(k_4, l_4, m_4)$. La dirección de salida está dada por el vector $\mathbf{U}_4(\alpha_4, \beta_4, \gamma_4)$, y la posición del punto de intersección con el plano imagen es el punto $\mathbf{P}_5(x_5, y_5, z_5)$. Asumiendo que ambos prismas son idénticos, delgados y que están inmersos en aire, la desviación total γ_R corresponde a la suma vectorial de las desviaciones individuales γ_{P1} y γ_{P2} dada por (Jenkins[1957]),

$$\gamma_R = \sqrt{\gamma_{P1}^2 + \gamma_{P2}^2 + \gamma_{P1}\gamma_{P2} \cos(\varpi)} \quad . \quad (3.2)$$

El ángulo relativo entre prismas ϖ , se define como la diferencia de los ángulos de rotación $\omega_1 - \omega_2$. Cuando $\varpi = 0$, se obtiene la máxima desviación igual a $\gamma_R = \gamma_{P1} + \gamma_{P2} = 2\gamma$, cuando ϖ es igual a 180° , la desviación es mínima e igual a $\gamma_R = \gamma_{P1} - \gamma_{P2} = 0$, en esta posición los dos prismas son equivalentes a una placa plano paralela. Para una gran cantidad de fines prácticos, la magnitud de la desviación se encuentra dentro del intervalo, $0 \geq \gamma_R \leq 2\gamma$.

Así mismo, el ángulo φ , definido por la desviación resultante del sistema de prismas y la desviación del primer prisma se calcula por

$$\varphi = \text{atan} \frac{\gamma_{P2} \sin \varpi}{\gamma_{P1} + \gamma_{P2} \sin \varpi} \quad . \quad (3.3)$$

Se han desarrollado una variedad de modelos matemáticos para representar con mayor precisión el funcionamiento de los prismas de Risley. En estos desarrollos, se hace énfasis en algunas características en función de la aplicación (Picot [1990]). Por ejemplo, en aplicaciones de rastreo, como en un escáner, la razón de las velocidades entre los prismas es de gran importancia (Hong [1997]). Sin embargo, en sistemas y técnicas de alineamiento, el interés central está en la precisión y la exactitud de la desviación del haz (García-Torales [2001]).

El sistema director del frente de onda del interferómetro de desplazamiento vectorial debe generar desplazamientos del frente de onda con exactitud y precisión. A continuación se presenta una formulación recursiva, simple y versátil utilizando trazo exacto de rayos (Stavroudis [1972]) aplicada al sistema de prismas, y verificada mediante su programación en lenguaje C++.

Este programa permite definir independientemente cada uno de los parámetros de fabricación, la posición de los componentes, los valores de rotación de cada prisma, el ángulo de incidencia y las coordenadas de cada rayo en el plano objeto. A su vez, genera como resultado la posición y la dirección de cada rayo en las diferentes superficies, presentando finalmente un esquema con la posición de los rayos propagados en un plano de detección respecto de un arreglo de puntos de entrada de referencia en la superficie S_0 .

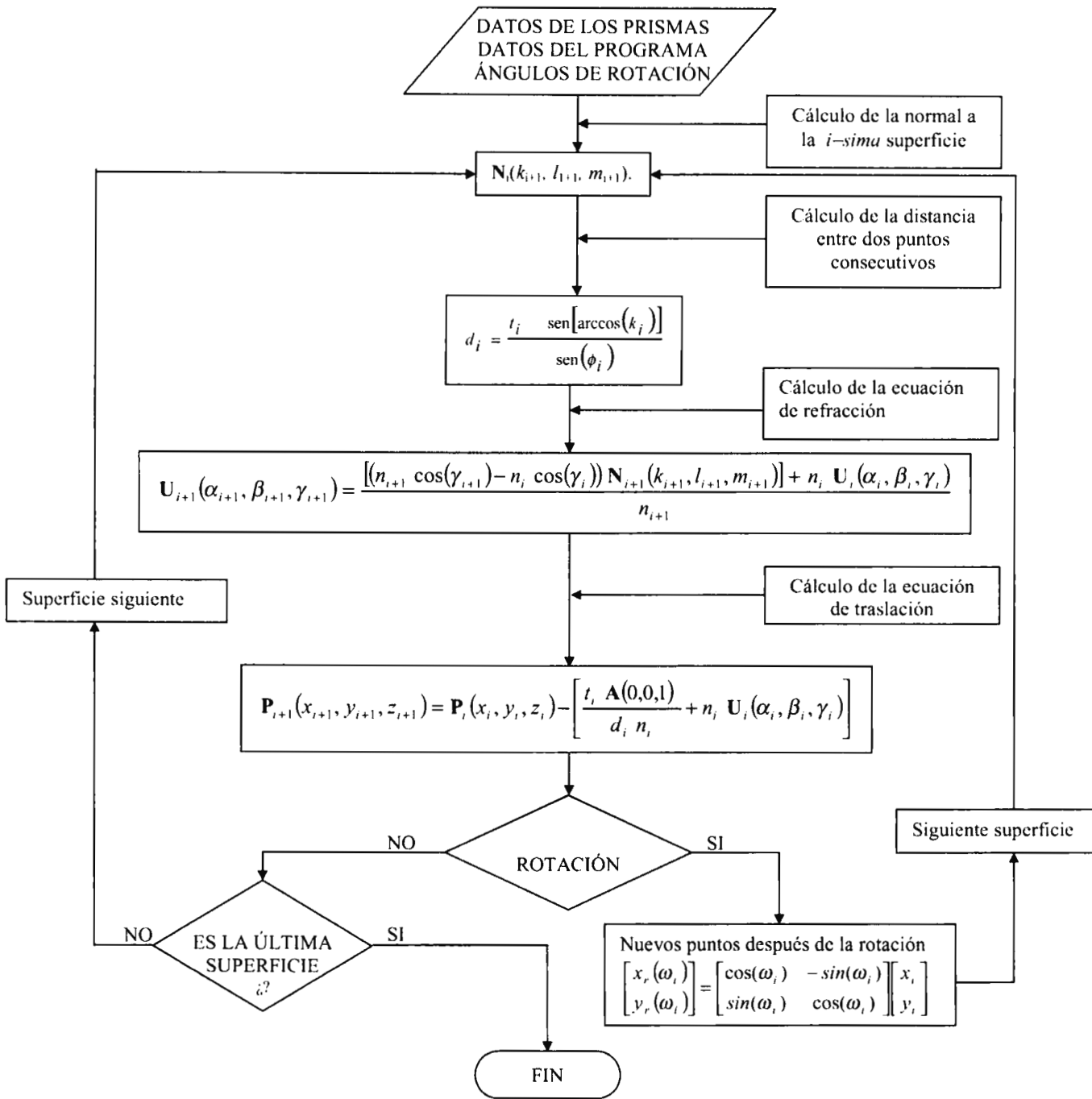


Figura 3.5. Diagrama de flujo del programa de trazo de rayos desarrollado para analizar la propagación de rayos a través del sistema de prismas.

3.3. Ecuaciones exactas del trazo de rayos

Dado que la normal al frente de onda se puede representar con un rayo, un método muy útil empleado en la caracterización de elementos ópticos es la óptica geométrica u óptica de rayos. La propagación tridimensional de un conjunto de rayos a través de un sistema carente de simetría de rotación se puede modelar utilizando la metodología del trazo de rayos. Con la finalidad de prever el funcionamiento del sistema de desplazamiento del interferómetro, se han desarrollado las ecuaciones de translación y refracción para el caso específico de un par de prismas de cuña.

La figura 3.5 muestra el diagrama de flujo del programa de trazo de rayos que se desarrolló para verificar el funcionamiento del sistema de prismas. Inicialmente, se recopilan e introducen los datos de entrada mencionados anteriormente.

Seleccionando la dirección de la propagación $\mathbf{U}_0(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ y el un punto inicial $\mathbf{P}_0(x_0, y_0, z_0)$ de cada rayo, se calculan las tres componentes de la normal a la primer superficie, mediante la ecuación del plano:

$$k_0(x - x_0) + l_0(y - y_0) + m_0(z - z_0) = 0 \quad . \quad (3.4)$$

Las distancias a lo largo del eje óptico entre dos superficies (S_i y S_{i+1}) se denotan con t_i y se miden a lo largo del eje óptico, mientras que las distancias t'_i se miden a la altura en que el rayo intersecta cada superficie, esto se ilustra en la figura 3.6.

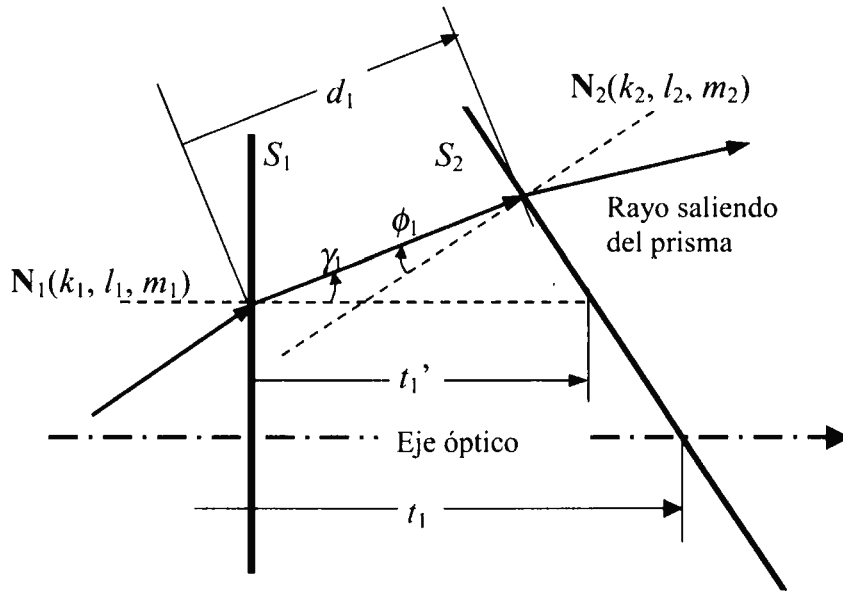


Figura 3.6. Propagación de un rayo que se propaga a través el prisma # 1. La normal N_2 tiene un ángulo respecto de la hoja de papel. El ángulo ϕ se utiliza para calcular la distancia d_1 .

Se determinan las longitudes de cada uno de los segmentos t_i y t_{i+1} , que conectan dos superficies consecutivas S_i y S_{i+1} utilizando los valores preestablecidos aplicando las siguientes ecuaciones:

$$t_0 = L_m \quad , \quad (3.5)$$

$$t_1 = \frac{b-a}{2} + a \quad , \quad (3.6)$$

$$t_2 = \frac{b-a}{2} + L_s \quad , \quad (3.7)$$

$$t_3 = \frac{b-a}{2} + a \quad , \quad (3.8)$$

$$t_4 = L_f + \frac{b-a}{2} + a \quad . \quad (3.9)$$

La longitud de recorrido del rayo entre dos superficies se denota con d_i . Substituyendo las cantidades correspondientes dentro de la ecuación del teorema del seno se encuentran las distancias d_i

$$d_i = \frac{t'_i \sin[\arccos(k_i)]}{\sin(\phi_i)} \quad . \quad (3.10)$$

La potencia de desviación de los prismas se define con el símbolo F_i , igual a

$$F_i = [n_{i+1} \cos(\gamma_{i+1}) - n_i \cos(\gamma_i)] \quad . \quad (3.11)$$

La dirección de los cosenos directores $\mathbf{U}_{i+1}(\alpha_{i+1}, \beta_{i+1}, \gamma_{i+1})$ se obtiene mediante la ecuación de refracción vectorial

$$\mathbf{U}_{i+1}(\alpha_{i+1}, \beta_{i+1}, \gamma_{i+1}) = \frac{[F_i \mathbf{N}_{i+1}(k_{i+1}, l_{i+1}, m_{i+1})] + n_i \mathbf{U}_i(\alpha_i, \beta_i, \gamma_i)}{n_{i+1}} \quad . \quad (3.12)$$

La dirección de la desviación de los prismas depende de la posición de cada uno de ellos respecto de la normal $\mathbf{N}_{i+1}(k_{i+1}, l_{i+1}, m_{i+1})$, es decir la dirección de la desviación de los rayos a través del sistema se controla seleccionando apropiadamente la rotación de los prismas.

El punto de intersección $\mathbf{P}_{i+1}(x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1})$ del rayo con la i -ésima superficie se calcula con la ecuación de traslación

$$\mathbf{P}_{i+1}(x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1}) = \mathbf{P}_i(x_i, y_i, z_i) - \left[\frac{t_i \mathbf{A}(0,0,1)}{d_i n_i} + n_i \mathbf{U}_i(\alpha_i, \beta_i, \gamma_i) \right] \quad (3.13)$$

Aquí, $\mathbf{A} = (0,0,1)$ es un vector unitario a lo largo de la dirección z . La localización de cada punto de intersección con el plano de detección, para una distancia dada, depende de la rotación relativa de los prismas, la que a su vez determina la dirección y posición de cada uno de los puntos de intersección del frente de onda con la superficie de detección.

Considerando un medio de propagación isotrópico y homogéneo, los ángulos de desviación de los rayos no cambian durante la traslación y por lo tanto los puntos de intersección tampoco cambian durante la refracción, por lo que se puede establecer que $n'_i \mathbf{U}'_i = n_{i+1} \mathbf{U}_{i+1}$, y $\mathbf{P}_i = \mathbf{P}'_i$. Expresando las ecuaciones (3.12) y (3.13) en forma matricial se facilita la representación matemática y la programación computacional del sistema. De tal forma que las ecuaciones de refracción y traslación se pueden reescribir como

$$\begin{bmatrix} n'_i \mathbf{U}'_i \\ \mathbf{P}'_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} & F_i \mathbf{N}_i \mathbf{I}' \mathbf{P}_i^* \\ 0 & \mathbf{I} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_i \mathbf{U}_i \\ \mathbf{P}_i \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

$$\begin{bmatrix} n_{i+1} \mathbf{U}_{i+1} \\ \mathbf{P}'_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ \left[\left(\frac{-t}{d n'_i} \right) \mathbf{A} \mathbf{I}' \mathbf{U}_i^* + \mathbf{I} \right] & \mathbf{I} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n'_i \mathbf{U}'_i \\ \mathbf{P}'_i \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

La matriz de refracción \mathbf{R}_i , para la i -ésima superficie, corresponde a la matriz 2×2 de la ecuación (3.14) donde

$$\mathbf{R}_i = \begin{bmatrix} \mathbf{I} & F_i \mathbf{N}_i \mathbf{I}^T \mathbf{P} \\ 0 & \mathbf{I} \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

De forma análoga, la matriz de translación \mathbf{T}_{i+1} se puede escribir como

$$\mathbf{T}_{i+1,i} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \left[\begin{pmatrix} -t \\ d n'_i \end{pmatrix} \mathbf{A} \mathbf{I}^T \mathbf{U}^* + \mathbf{I} \right] & \mathbf{I} \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

Los dos subíndices en la matriz de translación indican que la transferencia se realiza de la superficie S_i a S_{i+1} .

El trazo de rayos se realiza aplicando las ecuaciones (3.12) y (3.13) iterativamente. Cuando el rayo incide sobre las superficies S_1 y S_3 , debido a la rotación de los prismas, el sistema de coordenadas, y por lo tanto cada uno de los puntos de intersección son también trasladados.

Los nuevos puntos se calculan mediante la matriz de translación en un plano

$$\begin{bmatrix} x_r(\omega_i) \\ y_r(\omega_i) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\omega_i) & -\sin(\omega_i) \\ \sin(\omega_i) & \cos(\omega_i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

Las ecuaciones de transferencia para las superficies S_1 y S_3 se representan por las matrices \mathbf{T}_{21} y \mathbf{T}_{43} respectivamente. La posición y el ángulo de cada uno de los rayos que se han propagado desde el plano objeto S_0 al plano imagen S_5 se calculan utilizando la ecuación

$$\begin{bmatrix} n'_5 \cdot U'_5 \\ P_5 \end{bmatrix} = R_5 T_{54} R_4 T_{43}(\omega_2) R_3 T_{32} R_2 T_{21}(\omega_1) R_1 \begin{bmatrix} n'_0 \cdot U'_0 \\ P_0 \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

En nuestras simulaciones se propagaron los arreglos rectangulares de aproximadamente 800 puntos, separados equidistantemente, correspondientes a la misma cantidad de rayos a través del sistema.

Las imágenes de ese patrón de entrada y los resultados del trazo de rayos se presentan en la sección 3.5. Los valores de los parámetros utilizados en las simulaciones se resumen en la tabla 3.1.

| | Símbolo | Unidades | Valor | Tolerancia |
|--------------------------|----------|----------|-------|-----------------------|
| Ángulo de refracción | α | Grados | 5° | ± 30 seg de arc |
| Índice de refracción | n_p | U. A. | 1.517 | ± 3 X10 ⁻⁵ |
| Base menor | a | mm | 15 | ± 0.1 % |
| Base mayor | b | mm | 22.8 | ± 0.1 % |
| Separación entre prismas | L_s | mm | 90 | ± 0.1 % |
| Distancia inicial | L_{in} | mm | 100 | ± 0.1 % |
| Distancia final | L_f | mm | 90 | ± 0.1 % |
| Distancia de S0 a S1 | t_0 | mm | 100 | ± 0.1 % |
| Distancia de S1 a S2 | t_1 | mm | 18.93 | ± 0.1 % |
| Distancia de S2 a S3 | t_2 | mm | 6.93 | ± 0.1 % |
| Distancia de S3 a S4 | t_3 | mm | 18.93 | ± 0.1 % |
| Distancia de S4 a S5 | t_4 | mm | 100 | ± 0.1 % |
| Diámetro | ϕ | mm | 90 | 0.1 % |

Tabla 3.1. Parámetros utilizados en las simulaciones del trazo de rayos a través del sistema de prismas.

3.4. Dirección de rotación de los prismas

Con la finalidad de establecer y calcular la posición y dirección de los rayos propagados, se definen las direcciones de rotación de cada prisma y las posiciones iniciales para obtener la máxima y mínima desviación.

La figura 3.7 muestra posición de los prismas correspondiente a la máxima desviación y los dibujos de las monturas indicando la dirección positiva de rotación definida por la dirección de ω_1 y ω_2 . La rotación del primer prisma es positiva cuando se rota en sentido opuesto al de las manecillas del reloj, y para el segundo prisma es positiva cuando es en el sentido de las manecillas del reloj.

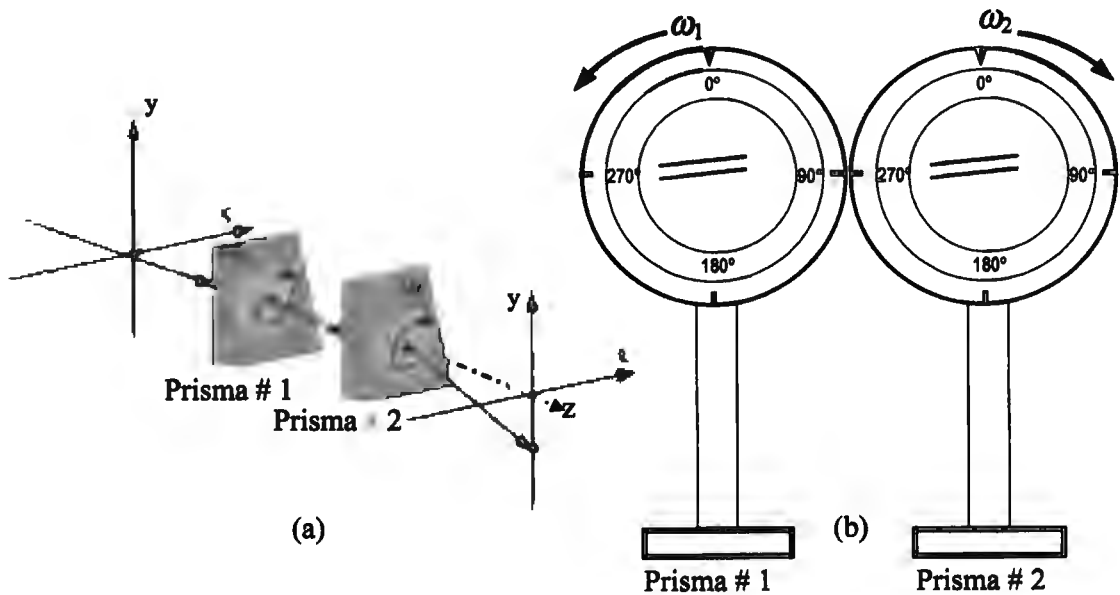


Figura 3.7. (a) Posición de los prismas para generar la máxima desviación del haz. (b) La dirección positiva de rotación del primer prisma, ω_1 , es en sentido opuesto a las manecillas del reloj. La dirección positiva de rotación del segundo prisma, ω_2 , es en el sentido de las manecillas del reloj.

En la figura 3.7 (a), la rotación del primer prisma es igual a $\omega_1 = 0^\circ$, se indica mediante la marca del cero en la montura y ésta se obtiene cuando la base menor se encuentra en la parte superior de la abertura. Cuando la marca del cero en segunda montura indica una rotación $\omega_2 = 0^\circ$ la base menor también se encuentra en la parte superior de la abertura. Ambas rotaciones definen la posición de máxima desviación del sistema, y en nuestro arreglo corresponde a la dirección negativa del eje y.

La figura 3.8 (a) muestra las rotaciones para obtener la desviación mínima, la cual se obtiene manteniendo fijo el primer prisma, $\omega_1 = 0^\circ$, y rotando el segundo prisma una cantidad igual a $\omega_2 = \pm 180^\circ$. En este caso, la base mayor del segundo prisma se encuentra en la parte superior de la abertura.

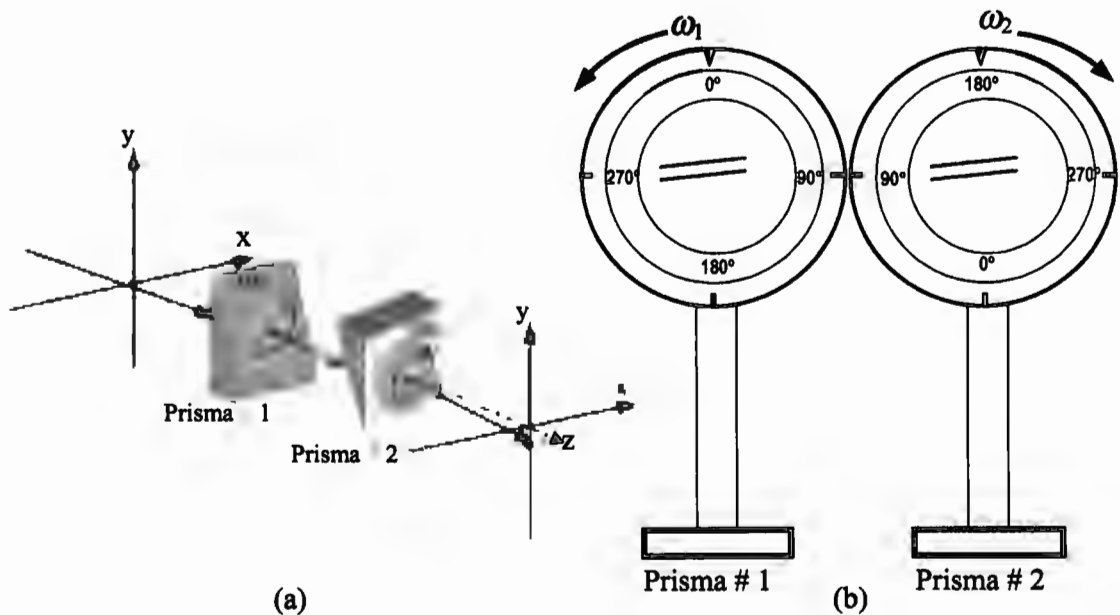


Figura 3.8. (a) Posición de los prismas para generar la mínima desviación del haz en dirección vertical. (b) La dirección positiva de rotación del primer prisma, ω_1 , es en sentido opuesto a las manecillas del reloj. La dirección positiva de rotación del segundo prisma, ω_2 , es en el sentido de las manecillas del reloj.

En la sección anterior se determinó mediante el trazo de rayos que el vector $U_4(\alpha_4, \beta_4, \gamma_4)$ determina la posición, la dirección e inclinación del frente de onda en el plano imagen. Los ángulos α_4 , β_4 , y γ_4 se miden de 0 a π radianes desde los ejes x , y , z respectivamente. Estos ángulos no son independientes entre sí y el cambio de valor de uno de ellos modificará el valor de al menos uno de los otros dos ángulos. Considerando la geometría de nuestro sistema en un solo plano y a primera aproximación, la desviación total del sistema corresponde al ángulo γ_4 , el cual depende básicamente de tres parámetros: El índice de refracción de los prismas n_p , el ángulo de refracción ε y la diferencia de los ángulos de rotación ω_1 y ω_2 , relacionados por la expresión

$$\gamma_4 = \left(2(n_p - 1)\varepsilon \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\right) \right) \quad (3.20)$$

El índice y el ángulo de refracción se definen durante la selección del material para la fabricación de los prismas y se mantienen constantes en el interferómetro. En tanto que el ángulo de rotación de los prismas se puede seleccionar a conveniencia.

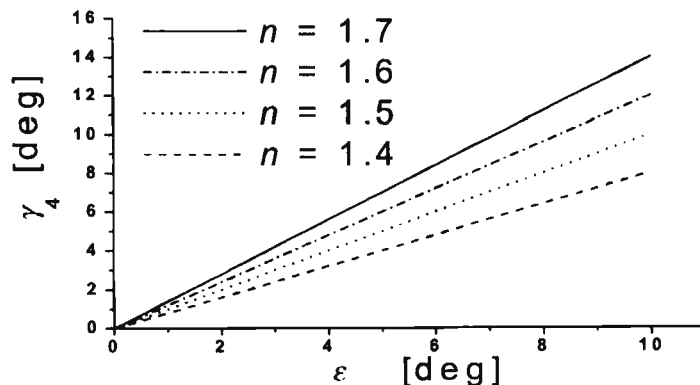


Figura 3.9. Ángulo de desviación γ_4 como función del ángulo de refracción ε para valores de índice de refracción desde 1.4 a 1.7.

La figura 3.9 muestra al ángulo de desviación γ en función del ángulo de refracción ε cuando el índice de refracción se incrementa desde 1.4 a 1.7. Es claro que las mayores desviaciones se producen a mayores valores del ángulo de refracción para valores constantes del índice de refracción. Sin embargo, con la finalidad de mantener la contribución de las aberraciones (coma, astigmatismo y distorsión) en un valor despreciable, el ángulo de refracción no debe exceder su valor de 7° (Sasian [2000]).

La figura 3.10 muestra al par de prismas girados los ángulos ω_1 y ω_2 en sus monturas rotatorias desviando el rayo principal que intercepta la superficie S . La magnitud del desplazamiento total de un rayo axial desde el origen de coordenadas hasta la posición final está dado por la magnitud del vector ρ_0 , cuya dirección la define el ángulo θ_0 .

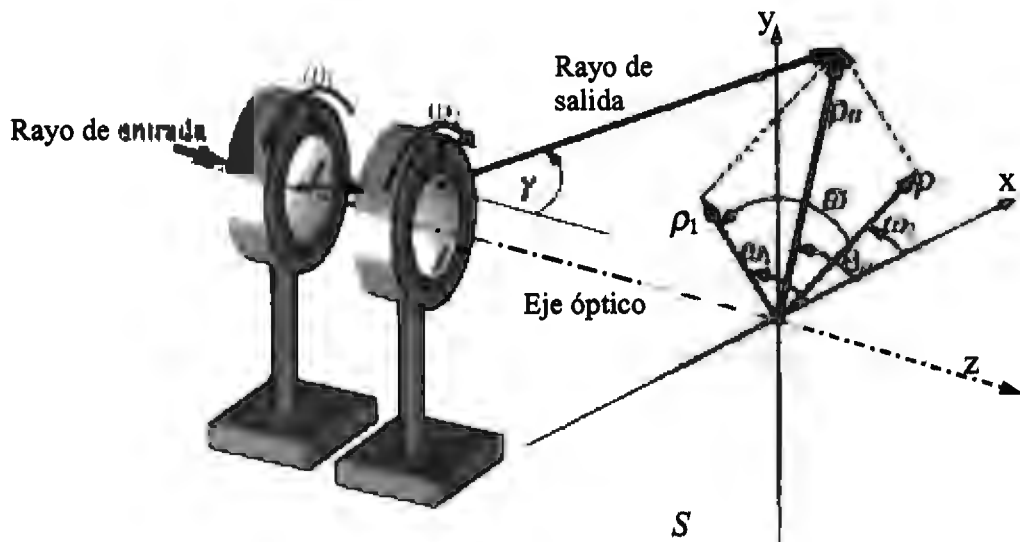


Figura 3.10. El rayo principal interseca el plano imagen S_5 después de rotar los prismas una cantidad ω_1 y ω_2 . El desplazamiento neto del rayo desde el origen de coordenadas hasta su posición final está dado por la magnitud del vector ρ_0 igual a $\|\rho_0\| = \|\rho_1 + \rho_2\|$. La dirección del vector ρ_0 está definida por el ángulo θ_0 . EL ángulo relativo entre prismas es igual a $\varpi = \omega_1 - \omega_2$.

Considerando la ecuación (3.20), y por inspección de la figura 3.10, se determina la magnitud y dirección del desplazamiento en el plano de detección mediante las siguientes ecuaciones

$$\rho_0 = t'_5 \tan \left(2(n_p - 1) \epsilon \cos \left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \right) \right) \quad , \quad (3.21)$$

$$\theta_0 = \text{atan} \left(\frac{\sin(\beta_4)}{\cos(\alpha_4)} \right) \quad . \quad (3.22)$$

A partir de las ecuaciones (3.20) a (3.22), se establecen tres efectos relacionados con la rotación de los prismas. Un primer efecto resulta cuando ambos prismas rotan en la misma dirección, tal que $\omega_1 = -\omega_2$, manteniendo el ángulo ϖ constante. Aquí, la dirección de la desviación del haz cambia pero no su magnitud. Existe un número infinito de valores ω_1 y ω_2 para un mismo valor de ϖ , donde cada uno de estos valores define las diferentes direcciones de desviación. En este caso el desplazamiento de los rayos sobre la superficie de detección es una traslación angular del sistema de coordenadas

Un segundo efecto resulta cuando ambos prismas rotan en direcciones opuestas, $\omega_1 = \omega_2$. Ahora la magnitud del ángulo ϖ se modifica, pero manteniendo constante la dirección de desviación del frente de onda. Así, partiendo de la posición desviación mínima, si se realizan rotaciones, ω_1 y ω_2 , de igual magnitud pero en direcciones opuestas, la magnitud de la desviación se incrementa hasta alcanzar el valor máximo, sin modificar su dirección de desviación. En este caso el desplazamiento de los rayos sobre la superficie de detección es una traslación es radial.

Un tercer efecto resulta de la combinación de los dos casos anteriores, permitiendo ubicar la posición de los rayos en cualquier posición dentro del cono del ángulo de desviación máxima.

3.4.1. *Inclinación del frente de onda*

El frente de onda es la superficie normal a un rayo con una misma fase, por lo que se puede considerar también que los efectos antes mencionados actúan sobre todos los rayos que conforman al frente de onda. Los ángulos de dirección α_4 y β_4 contienen la información para determinar la inclinación del frente de onda con respecto del plano $x-y$ en la superficie S_5 . Con la finalidad de determinar la inclinación del frente de onda que introduce nuestro sistema se presentan los resultados del trazo de rayos exacto correspondientes a un frente de onda plano con diferentes ángulos directores y respecto del plano de observación S_5 .

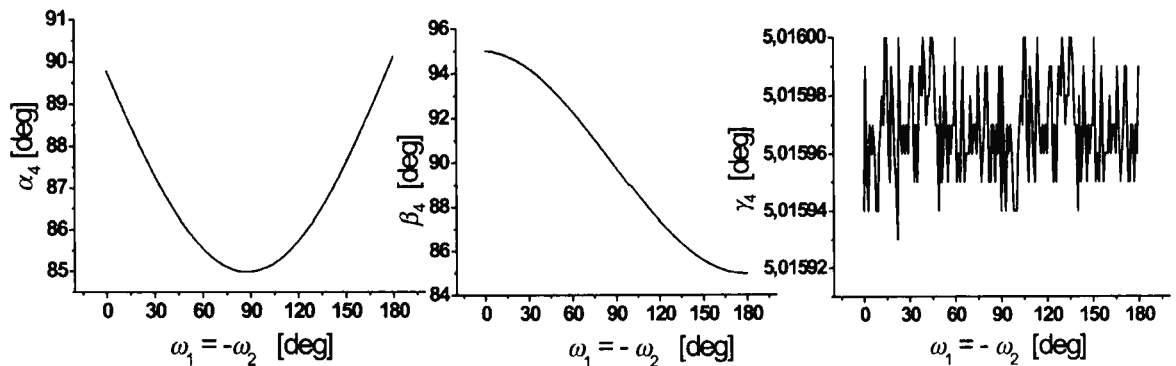


Figura 3.11. Los ángulos directores α_4 , β_4 , y γ_4 como una función de los ángulos $\omega_1 = -\omega_2$, manteniendo el ángulo ϖ constante e igual a 180° .

La figura 3.11 muestra la gráfica de los ángulos de dirección α_4 , β_4 , y γ_4 en función la rotación $\omega_1 = -\omega_2$. Las rotaciones ω_1 y ω_2 se incrementan desde 0° a $\pm 180^\circ$, de tal forma que ϖ sea constante e igual a 180° .

Los ángulos α_4 y β_4 varían alrededor del valor constante del ángulo de desviación γ_4 , generando que la dirección del vector ρ cambie, pero manteniendo su magnitud casi constante. Esta es una de las propiedades más relevantes de los prismas empleada para dirigir la posición del rayo principal dentro de una región específica.

La figura 3.12 muestra los ángulos de dirección α_4 , β_4 , y γ_4 como función del ángulo entre prismas ϖ . Aquí, partiendo de $\varpi = -180$, dado que $\omega_1 = 0^\circ$ y $\omega_2 = 180^\circ$, los prismas rotan de manera simultánea reduciendo la magnitud del ángulo de desviación γ_4 .

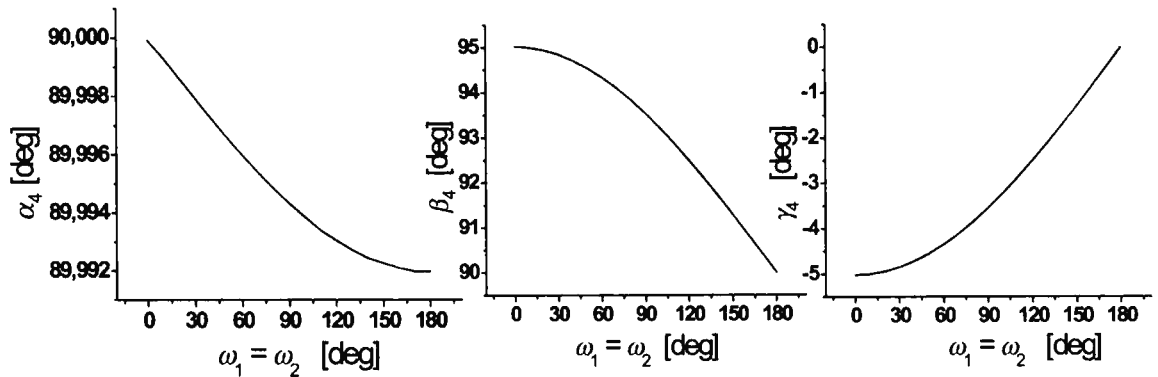


Figura 3.12. Los ángulos directores α_4 , β_4 , y γ_4 con función del ángulo relativo ϖ , iniciando en la posición $\omega_1 = 0^\circ$ y $\omega_2 = 180^\circ$. Los prismas se rotan de un grado en un variando el ángulo entre los prismas desde $\varpi = 180^\circ$ a $\varpi = 0^\circ$.

3.4.2. Desplazamiento del frente de onda

Una aplicación muy común del sistema de prismas es la de generar desplazamientos lineales a un haz de luz láser angosto. Una forma de generar tal desplazamiento se describe a continuación con la finalidad de exponer análogamente el efecto de los prismas sobre un frente de onda.

La figura 3.13 presenta una secuencia que ejemplifica el desplazamiento de un rayo utilizando la rotación consecutiva de los prismas de Risley. Como se describió en la sección 3.2, para el caso de un sólo prisma que rota 360° , un rayo incidente en su primer cara y colineal al eje z describirá un círculo paralelo al plano de salida $x-y$ definido por la intersección del rayo con un plano como se muestra en la figura 3.13 (a). Si a continuación se introduce un segundo prisma colocándolo de tal forma que genere la máxima desviación, el rayo se alejará en dirección negativa sobre el eje y . El punto de intersección del rayo con el plano $x-y$ corresponde a la posición 1, y ahora una rotación de 360° del segundo prisma podría describir una trayectoria circular desplazada como se muestra en la figura 3.13 (b).

Si $\omega_1 = 180^\circ$ y $\omega_2 = 0^\circ$ la posición inicial 1 estuviese rotada 180° , en dirección positiva del eje y . Partiendo de la posición antes referida, si el primer prisma rota 90° , el punto de intersección se moverá a la posición 2 fuera del eje y . Cuando la desviación es independiente del ángulo de incidencia, una rotación de 360° del segundo prisma generará una nueva trayectoria circular a partir de la posición 2, figura 3.13 (c). La suposición es válida siempre y cuando los ángulos de refracción de ambos prismas sean idénticos y pequeños.

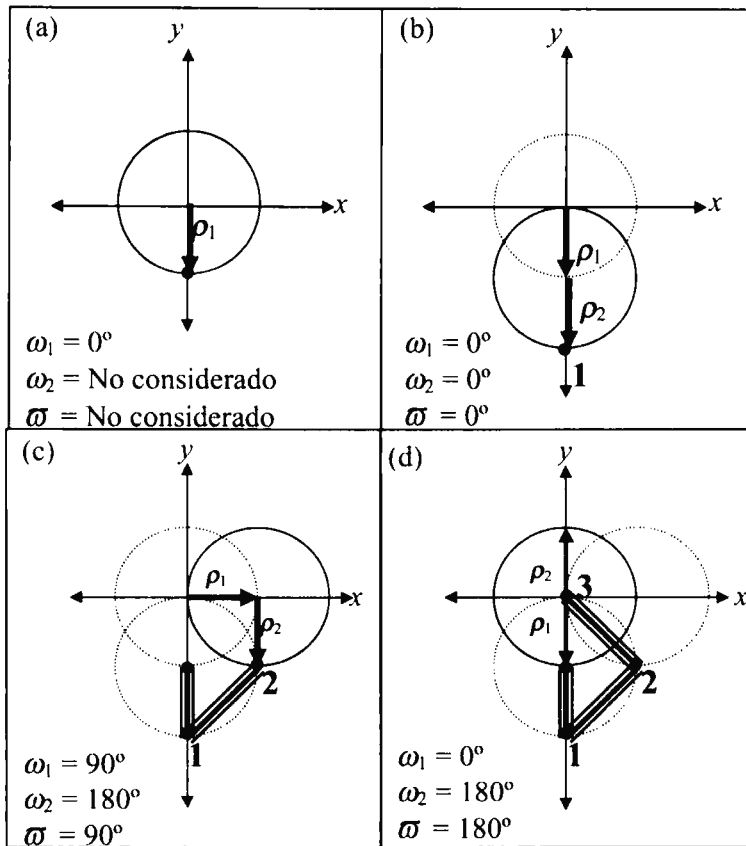


Figura 3.13. Desplazamiento de un punto debido a las rotaciones de los prismas. (a) Desviación generada por un prisma. (b) Desviación máxima generada por los dos prismas. (c) Desplazamiento del punto fuera del eje y . (d) Desviación mínima generada por la rotación de los dos prismas.

En la figura 3.13 (d), cuando el segundo prisma rota 180° y el primer prisma nuevamente rota -90° , el punto de intersección cae en la posición 3, en el centro del eje de coordenadas. La línea triple describe el recorrido del punto en cada situación, mientras que las desviaciones individuales en el plano de observación se representan por los vectores ρ_1 y ρ_2 . A continuación se presentan las imágenes resultantes del trazo de rayos para diferentes rotaciones de los prismas graficando los puntos de intersección de cada rayo en el plano de observación S_5 .

3.5. Resultados del trazo de rayos

Las siguientes figuras muestran el resultado de aplicar las ecuaciones descritas en la sección 3.3, a un conjunto de rayos que se propagan a través del sistema de prismas. Esta es una de las formas que hemos empleado para confirmar el funcionamiento del programa de simulación.

La figura 3.14 muestra una distribución uniforme de puntos correspondientes a la intersección de los rayos con el plano objeto S_0 . Los puntos se distribuyen linealmente a lo largo de dos pares de líneas que se cruzan y son perpendiculares entre sí. Este arreglo se utilizó en todas las simulaciones como “*los rayos de entrada*” modificando únicamente su ángulo de incidencia. La distribución de la intersección de los rayos de salida con el plano de detección se muestra sobre un área circular, indicada con una cruz al centro correspondiente a los ejes x - y . Existe un especial interés en aquellos cambios de la distribución de rayos que determinan la posición final del frente de onda, éstos se muestran en las figuras 3.15 a 3.18.

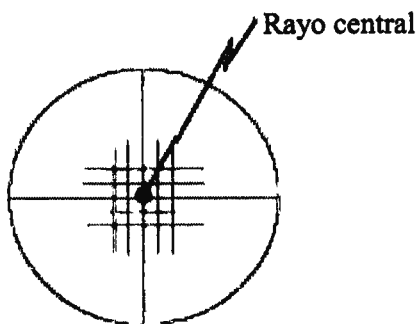


Figura 3.14. Distribución de puntos correspondientes a los rayos de entrada en el plano objeto S_0 formado por dos conjuntos de líneas perpendiculares y equidistantes.

Acompañando a cada una de estas figuras y con la finalidad de mostrar la suma de vectores de forma más clara, se presenta un diagrama con los desplazamientos debidas a la desviación individual de cada prisma ρ_1 y ρ_2 . La magnitud de esos vectores no es proporcional a la escala de los resultados de las simulaciones. Para enfatizar el cambio de posición, el centro de la distribución de entrada, el rayo central, es identificado con un punto más grueso.

3.6. Desviación por la rotación de un solo prisma

A continuación se examinan las características de traslación del frente de onda mediante la rotación del sistema de prismas considerando únicamente la rotación del segundo prisma. Las Figuras 3.15 y 3.16 muestran una secuencia de la distribución de los rayos para ángulos de rotación que van desde 0° a 335° en incrementos de 45° .

En la figura 3.15, los rayos inciden en forma normal a la primer superficie del sistema de rotación, $U_0(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$, y en la figura 3.16, con una pequeña inclinación $U_0(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 85^\circ, 5^\circ)$ en dirección negativa al eje y .

Se examina la secuencia de imágenes partiendo la posición de máxima desviación. El valor numérico de $U_4(\alpha_4, \beta_4, \gamma_4)$ determina la cantidad y la dirección de la inclinación, mientras que $P_5(x, y, z_{cte})$ indica la posición de cada rayo en el plano imagen.

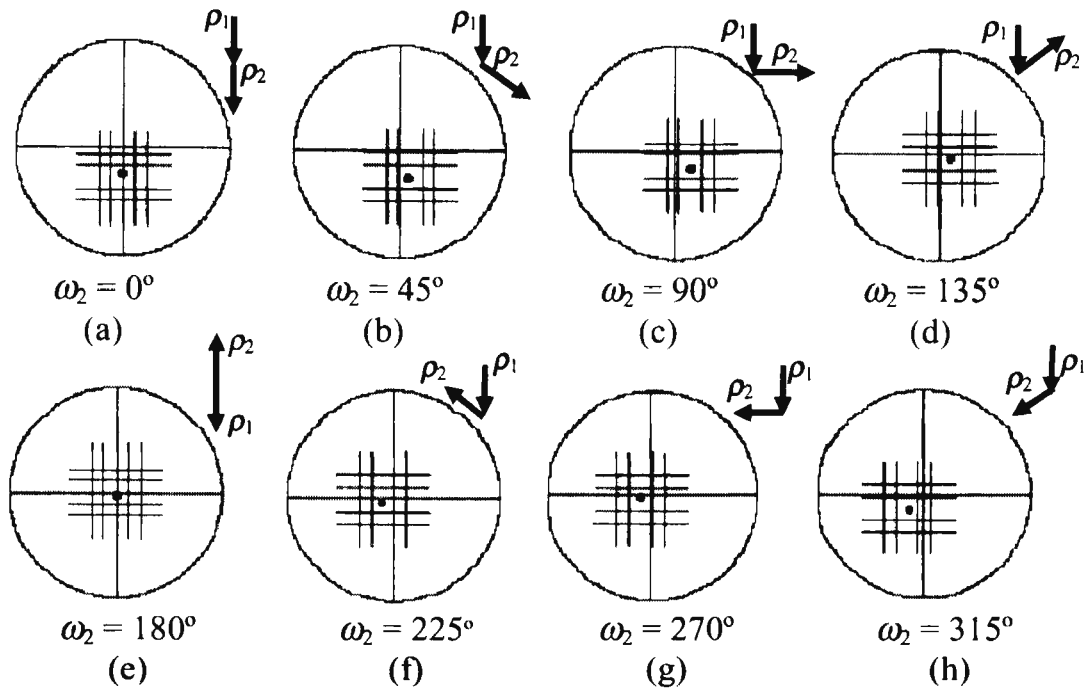


Figura 3.15. Distribución de rayos en el plano de salida cuando el segundo prisma ha sido rotado un ángulo ω_2 igual a: (a) 0° , (b) 45° , (c) 90° , (d) 135° , (e) 180° , (f) 225° , (g) 270° , y (h) 315° respecto del primer prisma. Los ángulos directores de los rayos en la distribución de entrada $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$. Los vectores de desplazamiento correspondiente s a cada prisma ρ_1 y ρ_2 ilustran la magnitud y dirección de la desviación del rayo central.

La figura 3.15 muestra que la distribución de rayos se puede ubicar en cualquier posición dentro de un cono circular, siguiendo la secuencia de figuras 3.15 (a, b, c, d, e, f, g, h). Como se esperaba, la figura 3.15 (e) es prácticamente idéntica a la distribución de rayos en la entrada de la figura 3.14. Éste es el caso de la propagación de los rayos a través de una placa plano paralela con una pequeña diagonal de aire en dirección de la desviación. En nuestro arreglo el ángulo de incidencia es constante respecto de las superficies S_1 y S_3 , y no depende del ángulo de rotación de los prismas.

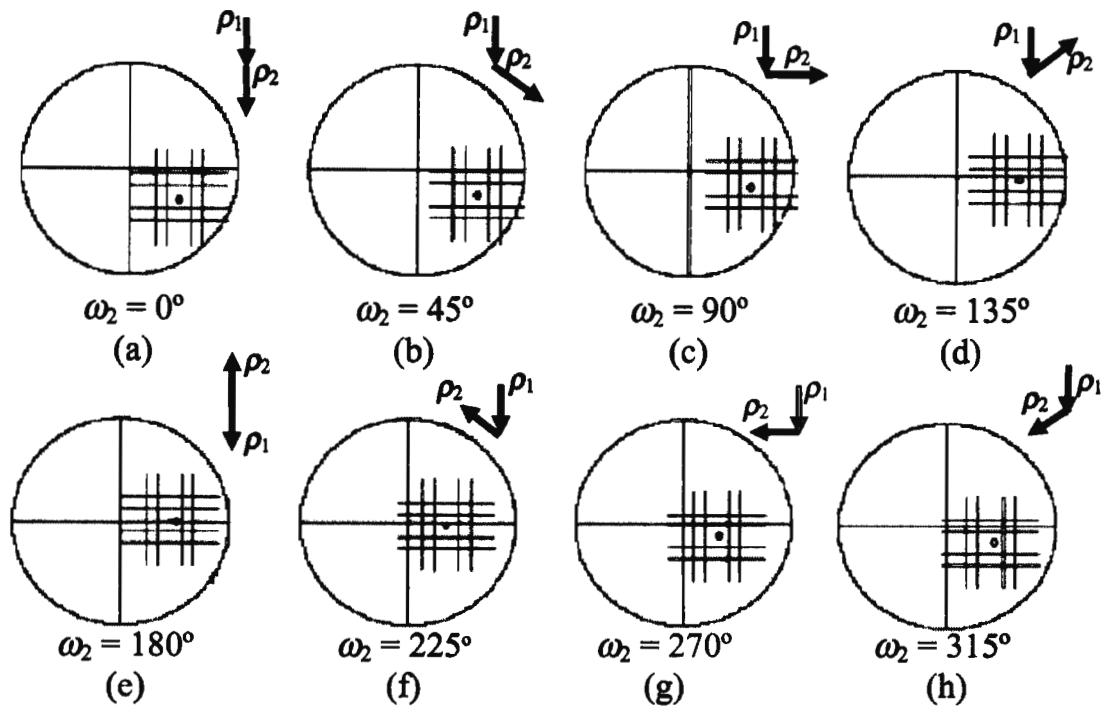


Figura 3.16. Distribución de rayos en el plano de salida cuando el segundo prisma ha sido rotado un ángulo ω_2 igual a: (a) 0° , (b) 45° , (c) 90° , (d) 135° , (e) 180° , (f) 225° , (g) 270° , y (h) 315° respecto del primer prisma. Los ángulos directores de los rayos en la distribución de entrada $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 85^\circ, 5^\circ)$. Los vectores de desplazamiento correspondientes a cada prisma ρ_1 y ρ_2 ilustran la magnitud y dirección de la desviación del rayo central.

No es posible obtener una posición exacta en la cual un solo par de prismas actúen como una placa plano paralela, debido a la separación física que existe entre ambos. En la mínima desviación, la posición del punto de intersección de un rayo con el origen en el plano objeto, está ligeramente desplazado del origen de coordenadas en el plano imagen.

En la figura 3.16, los rayos inciden con un pequeño ángulo respecto al plano $x-z$. Esta vez, el sistema selecciona la posición de su rayo central y traslada el frente de onda a cualquier posición dentro de un área circular a partir de un punto de intersección dado.

Por razones de simetría se presentan únicamente los resultados de la rotación del segundo prisma asumiendo que los resultados son equivalentes en la rotación de sólo el primer prisma.

3.7. Desviación por la rotación de ambos prismas

La figura 3.17 muestra los resultados del trazo de rayos cuando ambos prismas rotan, de tal forma que generen un desplazamiento lineal a lo largo de una línea horizontal desde el centro de la abertura circular hacia una de sus orillas. El arreglo de rayos incide con un ángulo

$$U_0(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 90^\circ, 0^\circ).$$

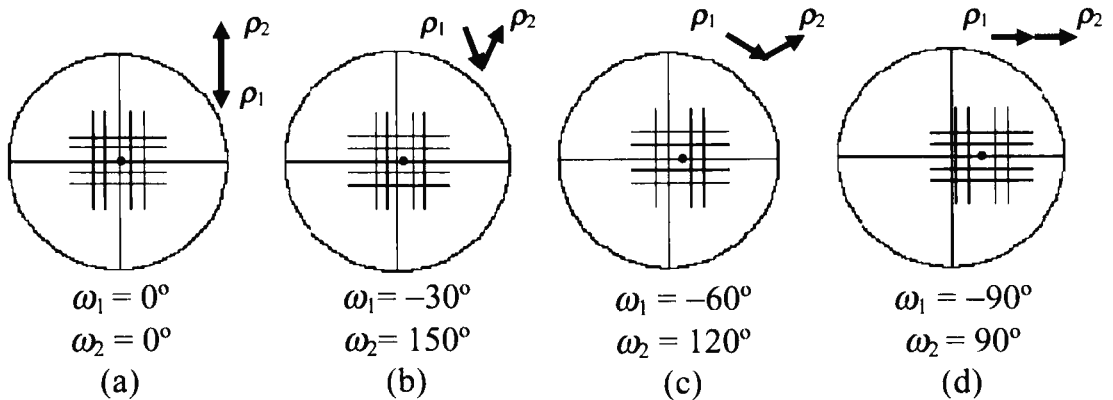


Figura 3.17. Distribución de los rayos en el plano de detección cuando ambos prismas han sido rotados: (a) $\omega_1 = 0^\circ$, $\omega_2 = 0^\circ$, (b) $\omega_1 = -30^\circ$, $\omega_2 = 150^\circ$, (c) $\omega_1 = -60^\circ$, $\omega_2 = 120^\circ$, (d) $\omega_1 = -90^\circ$, $\omega_2 = 90^\circ$. Los ángulos directores de los rayos en la distribución de entrada $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$. Los vectores de desplazamiento correspondientes a cada prisma ρ_1 y ρ_2 ilustran la magnitud y dirección de la desviación del rayo central. Mediante estas rotaciones se logra un desplazamiento lineal.

En la figura 3.17 (a), la posición del arreglo de rayos es debida a la mínima desviación, a continuación, los prismas se rotan alternadamente en pasos de 30° , así en la figura 3.17 (b) $\omega_1 = -30^\circ$, y $\omega_2 = 150^\circ$, en la figura 3.17 (c) $\omega_1 = -60^\circ$ y $\omega_2 = 120^\circ$ y finalmente en la figura 3.17 (d) $\omega_1 = -90^\circ$ y $\omega_2 = 90^\circ$ alcanzando el máximo desplazamiento en la dirección horizontal.

El desplazamiento lineal representa sólo una posibilidad de un número infinito de trayectorias que se pueden obtener mediante la rotación adecuada de ambos prismas. Si se reduce el paso de la rotación de los prismas los desplazamientos serán menores, pero también es posible desplazar el frente de onda en incrementos discretos hasta su condición de máxima desviación.

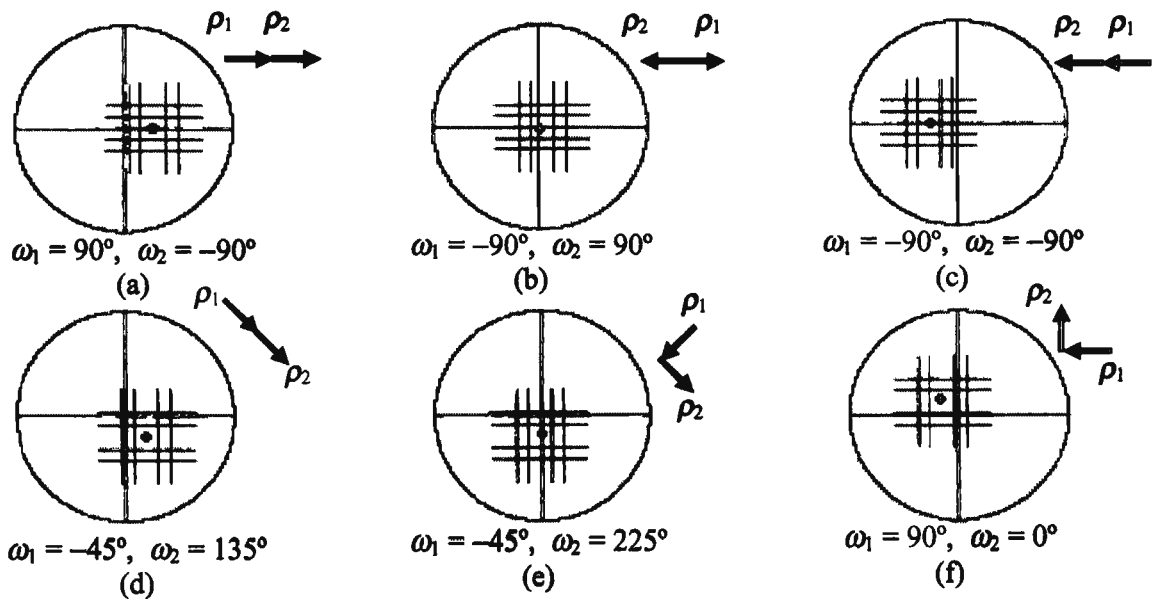


Figura 3.18. Distribución de los rayos en el plano de detección cuando ambos prismas han sido rotados : (a) $\omega_1 = -90, \omega_2 = 90^\circ$; (b) $\omega_1 = -90^\circ, \omega_2 = 90^\circ$; (c) $\omega_1 = -90^\circ, \omega_2 = -90^\circ$; (d) $\omega_1 = -45^\circ, \omega_2 = 135^\circ$; (e) $\omega_1 = -45^\circ \omega_2 = 225^\circ$; (f) $\omega_1 = 90^\circ, \omega_2 = 0^\circ$. Los ángulos directores de los rayos en la distribución de entrada $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0) = (90^\circ, 90^\circ, 0^\circ)$. Los vectores de desplazamiento correspondiente s a cada prisma ρ_1 y ρ_2 ilustran la magnitud y dirección de la desviación del rayo central.

La figura 3.18 presenta las figuras del trazo de rayos cuando ambos prismas rotan en diferentes direcciones. La figura 3.18 (a) muestra la posición inicial del conjunto de rayos en el plano $x-y$ en la superficie de detección a lo largo del eje x , cuando $\omega_1 = -90^\circ$ y $\omega_2 = 90^\circ$.

Es posible pasar a la posición de mínima desviación manteniendo el primer prisma fijo y rotando al segundo prisma hasta $\omega_2 = -90^\circ$, como se muestra en la figura 3.18 (b). Cuando las direcciones de rotación son opuestas la suma de vectores es cero y el desplazamiento se cancela y la desviación es mínima. La figura 3.18 (c) muestra el desplazamiento opuesto al de la figura 3.18 (a), $\omega_1 = 90^\circ$ y $\omega_2 = -90^\circ$. A diferencia de la figura 3.18 (d), donde la coordenada central no coincide con ninguno de los ejes de referencia, las figuras 3.18 (a), (b) y (c), presentan un desplazamiento con componentes únicamente en dirección x , aquí el vector ρ_0 tiene componentes en ambas direcciones $x-y$. La figura 3.18 (e) la coordenada central se ha desplazado nuevamente sobre el eje y . La figura 3.18 (f) muestra otra posibilidad para colocar la coordenada central en un sector fuera de eje por medio de la rotación de un solo prisma.

En resumen, las figuras 3.15 y 3.16 ilustran como, mediante la rotación de un solo prisma, es posible controlar la posición angular del frente de onda dentro de un área circular respecto de una posición inicial fija. La figura 3.17 muestra una posibilidad de generar desplazamientos lineales. La figura 3.18 muestra que usando la rotación de ambos prismas se puede controlar la posición angular y radial del frente de onda dentro de una región definida por los valores máximos de rotación de los prismas y la distancia de estos al plano imagen, determinando así la posición y magnitud del desplazamiento del frente de onda.

Finalmente, la secuencia de resultados de la figura 3.19, ilustra la distribución de rayos en el plano de detección cuando el ángulo de incidencia γ_0 , varía respecto del plano $y-z$. El cambio del ángulo γ_0 traslada el centro de frente de onda a lo largo del eje y . Se observa que existe un rango estrecho de valores permisibles para γ_0 , el cual se define como el ángulo de aceptación. Éste obliga a alinear el sistema de manera que el frente de onda incida próximo a la normal de la primera superficie, evitando el viñeteo o truncamiento del mismo.

La desviación del ángulo de incidencia se suma algebraicamente a la desviación generada por los prismas, lo que da como resultado un ángulo de aceptación asimétrico, lo que limita la máxima inclinación que los rayos incidentes pueden tener respecto a la abertura limitadora del sistema, pues excediendo este valor algunos rayos no caerán dentro del campo de visión. El ángulo de aceptación limita los efectos anamórficos de los prismas y el funcionamiento del sistema a un rango de incidencia aproximadamente normal.

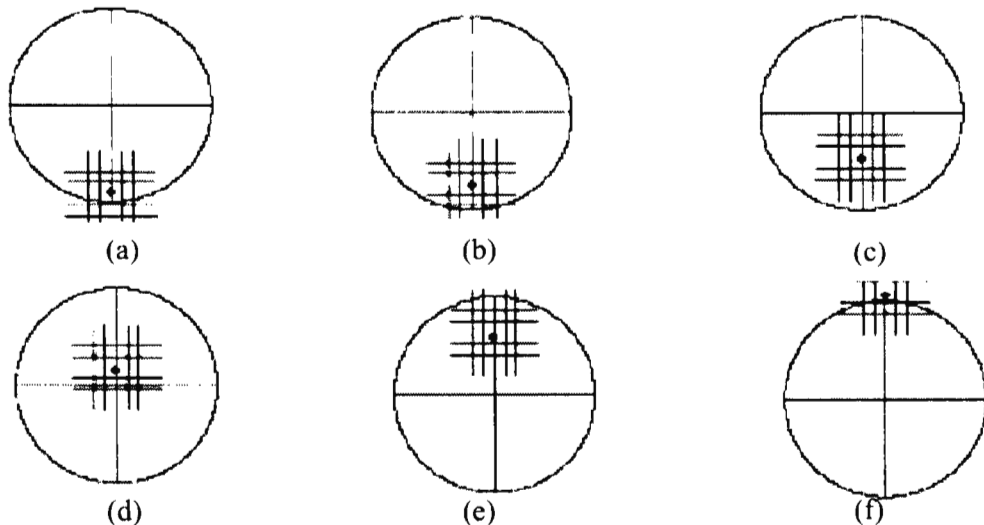


Figura 3.19. Distribución de los rayos en el plano imagen cuando el ángulo γ_0 en la distribución de entrada varía su valor desde: (a) $\gamma_0 = -7^\circ$, (b) $\gamma_0 = -5^\circ$, (c) $\gamma_0 = -2^\circ$, (d) $\gamma_0 = 5^\circ$, (e) $\gamma_0 = 10^\circ$, (f) $\gamma_0 = 15^\circ$. Los prismas no se rotan, manteniéndose en la posición de máxima desviación $\omega_1 = 0^\circ$ y $\omega_2 = 180^\circ$.

3.9. Conclusiones

Se analizó el funcionamiento de un par de prismas de cuña utilizados para establecer la posición del frente de onda de manera controlada. La rotación de los prismas determina el valor del ángulo entre ambos prismas ϖ y por lo tanto también el de la posición y la inclinación del frente de onda. El control sobre la posición del frente de onda permite optimizar la selección de la región de interferencia, cuando se aplica en interferometría de desplazamiento, facilitando la manipulación de los patrones de franjas.

Se desarrolló una representación matricial de las ecuaciones de trazo de rayos exacto para este sistema carente de simetría rotacional, utilizando ecuaciones sencillas y fáciles de programar y de utilizar. Se desarrolló un programa de computo para verificar nuestro modelo matemático y observar el comportamiento de un frente de onda en el plano imagen después de pasar por los prismas.

El ángulo relativo entre prismas ϖ , determina la posición del punto de intersección con el plano imagen $\mathbf{P}_5(x, y, z_{cte})$, y su dirección $\mathbf{U}_4(\alpha_4, \beta_4, \gamma_4)$. Por lo tanto es factible situar al frente de onda dentro de una región bien definida. Ciertos algoritmos de desenvolvimiento de fase podrían mejorar su funcionamiento, utilizando la información a priori de la posición e inclinación del frente de onda determinada a partir del ángulo entre prismas.

Referencias del capítulo 3

Amirault, C. T., DiMarzio, C. A., “Precision pointing using a dual – wedge scanner,” *Appl. Opt.*, **24** (9), pp. 1302–1308 (1985).

Armitage, J. D. Jr., and Lohmann, A., “Rotary shearing interferometry,” *Optica Acta*, **12**, pp 185–192 (1965).

Darlin J. S., Sirohi, R. S., Kothiyal M. P., “Hybrid wedge plate–grating interferometer for collimation testing,” *Appl. Opt.* **37** (5), pp. 1593–1598 (1998).

García Torales G., Paez G., Flores J., Scholl M. S., “Simulated interferometric patterns generated by an extra–solar planet detected by a rotationally–shearing interferometer,” *Astronomical Interferometry*, Robert D. Reasenberg; Ed., Mona Kona, Hawaii, Proc. SPIE **3350** pp. 219–228 (1998).

García–Torales, G., Paez, G., Strojnik, M., “Simulations and experimental results with a vectorial shearing interferometer,” *Opt Eng.* pp. 40 (5), pp. 767–773, (2001).

Groot, P., “Novel interferometer based on a wedge prism,” *Supplement to Appl. Opt.*, pp. 8068–8069 (1995).

Heaps, W. S., “Beam splitters for dye laser pumping” *Appl. Opt.*, **19** (21), pp. 3592–3594 (1980).

Hong, H. M., Leung, C. Y., Huang, H. C., Yang, S. J., Sun, T. P., Kao, Y. L., Liao, R. H., Lu, F. F., “Real time image linearization in a rotating prism–pair scanning system by using laser–diode encoding techniques,” *Opt. and in Laser Eng.* pp. 467–477, (1997).

Jenkins F. A., White H. E., “Fundamentals of Optics,” McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, (1957), pp. 21-23.

Liepmann, T. W., “Wedge plate beam splitter without ghost reflections” *Appl. Opt.*, **31** (28), pp. 5905–5906 (1992).

Murty, M. V. R. K., “A compact lateral shearing interferometer based on the Michelson interferometer,” *Appl. Opt.* **9** (5), pp. 1146–1148 (1970).

Picot, P. A., Cardinal, H. N., Fenster, A., “An in–line optical image translator with applications in x–ray videography,” *Medical Physics*, **17** (6), pp. 983–988, (1990).

Rosell, F. A., “Prism scanner,” *J. Opt. Soc. Am.*, **50** (6), pp 521–526 (1960).

Sasian, J., "Aberrations from a prism and grating," *Appl. Opt.*, **39** (1), pp. 34–39 (2000).

Sasaki, X. D. O., Greivenkamp, J. E., Suzuki, T., "High accuracy, wide range, rotation angle measurement by the use of two parallel interference patterns," *Appl. Opt.*, **36** (25), pp. 6190–6195 (1997).

Schwinder, J., "Superposition fringe shear interferometer," *Appl. Opt.*, **19** (24), pp. 4233–4240 (1980).

Sirohi, R. S., Kothiyal M. P., "Double wedge plate shearing interferometer for collimation test," *Appl. Opt.* **26** (19), pp. 4054–4055 (1987).

Stavroudis, O. N., "The optics of rays, wavefronts, and caustics," Academic Press, New York (1972).

Scholl M. S., "Signal generated by an extra-solar-system planet detected by a rotating rotationally shearing interferometer," *J. Opt. Soc. Am. A*, **13** (7), pp. 1584-1592 (1996a).

Strojnik, M., Torales, G., Paez, G., "Vectorial shearing interferometer," *Interferometry '99: Techniques and technologies*, M. Kujawinska; M. Takeda; Eds., Warsaw, Poland, Proc. SPIE **3744**, pp. 529–539, (1999b).

Capítulo 4

Fabricación de los prismas del sistema de desplazamiento

4.1. Introducción

Se fabricaron cinco prismas de cuña dentro del taller óptico del CIO. Se presenta una breve descripción del proceso de manufactura y pruebas ópticas, así como las especificaciones y tolerancias utilizadas en nuestro sistema de prismas. Las pruebas ópticas se realizaron con el interferómetro comercial WYKO, determinando las aberraciones de tercer orden de cada elemento.

4.2. Especificaciones de fabricación

La mayoría de las aplicaciones de los prismas se pueden dividir en dos grupos: los que se usan en reflexión, como espejos [Kiyoruka (2000)], y los que se utilizan en refracción como elementos dispersores o para controlar la desviación del haz de luz [Mertz (1990)]. De estos dos grupos, la mayoría de las aplicaciones involucran a los prismas como elementos reflectores, debido a su mayor estabilidad angular y mecánica comparada con los arreglos basados en espejos aluminizados. Además, los prismas tienen la ventaja de poseer una alta

acromaticidad cuando se utilizan en reflexión total interna. Aunque los prismas pueden tener formas similares, en general el procedimiento y las tolerancias de fabricación dependen de la aplicación y la posición del camino óptico donde se encuentren [Choi (1995)].

La aplicación clásica de los prismas en transmisión, es en los espectrómetros, donde se usan como elementos dispersores. También se utilizan en el área médica en algunos tratamientos de oftalmología, donde aprovechando el control sobre la dirección de un haz de luz mediante arreglos de prismas, se puede medir y hacer la corrección prismática del ojo de un paciente [Southall (1945)]. La posibilidad de controlar con exactitud y precisión la dirección y la posición de un haz de luz es de gran utilidad en múltiples aplicaciones. Como ejemplo, están los sistemas de rastreo, de señalización y localización de objetos, y de manera particular, las técnicas de caracterización de elementos ópticos utilizando técnicas de interferometría de desplazamiento [Malacara (1992)].

Los elementos ópticos que fabricamos tienen dimensiones poco comunes comercialmente, debido a su aplicación especial en la prueba de elementos ópticos de gran apertura. Por lo cual la especificación cuidadosa del elemento es uno de los pasos más importantes dentro del proceso de fabricación. Inicialmente, se deben establecer las dos principales características de una superficie óptica que son su exactitud (*Accuracy*) y su calidad cosmética (*Quality*), los cuales determinan en gran medida el costo y propiedades del sistema final.

4.2.1. *Requerimientos de fabricación: Exactitud de superficie*

Los prismas se utilizarán en un interferómetro de desplazamiento vectorial como parte del sistema director del frente de onda. Este instrumento, a su vez, se utilizará en la prueba y caracterización de elementos ópticos, midiendo el radio de curvatura, la uniformidad y la planicidad de sus superficies.

La exactitud de una superficie óptica se especifica en fracciones de longitud de onda y se define como el doble de la máxima desviación entre la superficie de prueba con respecto a su referencia matemática ideal, que en nuestro caso es un plano. La exactitud óptica de los prismas debe ser al menos de $\lambda/10$ p.v dentro del 80% del área total de los prismas. Bajo estas consideraciones, se probarán elementos con calidades ópticas hasta de $\lambda/5$, sin que el error debido a las superficies de los prismas contribuya significativamente en los resultados de la medición.

4.2.2. *Requerimientos de fabricación: Calidad cosmética*

La calidad cosmética de una superficie describe el nivel de defectos que pueden ser detectados visualmente sobre la superficie del elemento óptico. Es una medida de la calidad del pulido, y está relacionada con el área libre de grietas, ralladuras, burbujas de aire y pozos. La calidad cosmética, para los prismas, se especificó con el número 60–40 de acuerdo al estándar MIL–0–13830A, recomendado en la mayoría de las aplicaciones científicas [Melles Griot (1996)].

4.3. Proceso de fabricación

El proceso que se describe a continuación es muy similar a los procedimientos típicos de fabricación de cualquier tipo de prisma [Zschommler (1984)]. Sin embargo, una de las diferencias radica en el menor número de etapas de esmerilado y pulido, ya que éstas etapas están en relación directa al número de caras del elemento óptico, que en este caso son sólo dos por componente. Otra diferencia fue que el achaflanado se realizó hasta el final, pues ésta no es la práctica común en los procesos de fabricación.

4.3.1. Selección y compra del material

Las propiedades más importantes a considerar en la selección de un material son el costo, el intervalo de transmisión, el índice de refracción, así como las características térmicas, mecánicas, y químicas.

La relación *costo-beneficio* determina gran parte de las especificaciones de la calidad y la cantidad en la fabricación. Sin embargo, el costo y el tiempo invertido en el proceso se justifica por la aplicación de los prismas en un novedoso sistema interferométrico.

La longitud de onda utilizada es de 632.8 nm correspondiente a la línea de emisión del láser de helio neón. El rango de transmisión de interés es en una banda estrecha del espectro visible, por lo que el índice de refracción no es un factor determinante.

El tamaño de la abertura del elemento, las propiedades mecánicas y químicas del material deben considerarse para facilitar su fabricación especialmente cuando se usan para trabajo en lugares no controlados ambientalmente. Sin embargo, los prismas una vez colocados en el interferómetro, se encuentran dentro de un laboratorio con temperatura regulada con lo que la expansión térmica esta controlada.

Inicialmente se seleccionó un material óptico sintético de alta transparencia conocido como “*fused silica*” o silicio fundido, el cual está formado por una combinación química de silicio y oxígeno con una pureza superior al cuarzo fundido [Malitson (1965)]. Un material disponible comercialmente SPRECTOSIL®, por ejemplo, tiene una variación del índice de refracción en un área de 100 mm (homogeneidad), menor a 10×10^{-6} , su expansión térmica es menor a $5.5 \times 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$ y su pureza químicamente probada es vitreo $\text{SiO}_2 \geq 99.9999\%$. Por razones prácticas, el material seleccionado fue diferente al que se utilizó para la fabricación de los prismas. Éstos se hicieron con vidrio BK7, ya que también presenta las características adecuadas para su aplicación en nuestros experimentos (Wolfe [1979]).

4.3.2. *Dimensiones de los prismas*

La fabricación de los prismas de cuña se inició cortando el vidrio en forma de rodaja circular, esmerilando y puliendo sus dos caras, manteniendo el contorno circular. Idealmente, todos los prismas deben ser idénticos, en la tabla 3.1 se presentaron los parámetros y las tolerancias de fabricación aplicable a cada uno de los prismas.

El diámetro total de los prismas es igual a 10 cm, especificando el 80% del centro de la superficie a una calidad de $\lambda/10$ asegurado la medición de aberturas con un diámetro de hasta 8 cm. El 20 % restante se utiliza para adaptar adecuadamente la montura de los prismas. El ángulo de refracción se definió a raíz de un análisis matemático considerando un valor suficientemente grande que reduzca el número de múltiples reflexiones internas.

En nuestra configuración, el lado recto de los prismas se coloca perpendicular a la dirección convencional de propagación de la luz (de izquierda a derecha) y en posición vertical por lo que se utilizaron soportes rotatorios graduados como los de la figura 4.1. Con la finalidad de minimizar los esfuerzos internos, generados por peso propio del material, se determinó que el lado menor “ a ”, sería un sexto del diámetro del prisma [Smith (1990)].



Figura 4.1. Las monturas rotatorias prismas facilitan el montaje y alineación de los prismas de desviación variable.

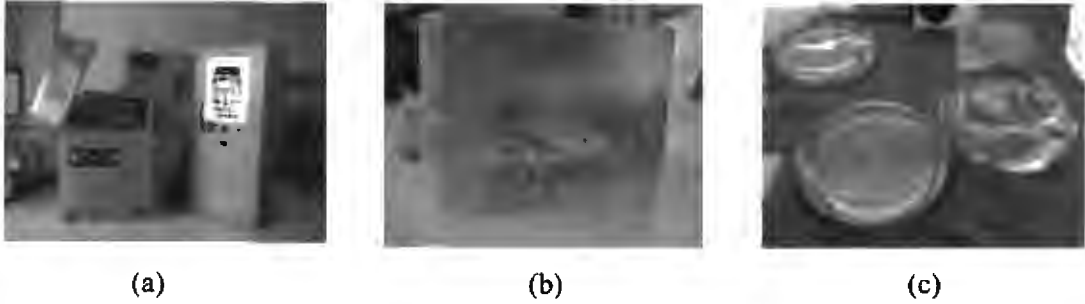


Figura 4.2. (a) Máquina generadora y rectificadora de planos tipo Blanchard, utilizada para generar y rectificar las placas plano paralelas. (b) Presentación en bloque de vidrio en bruto. (c) Presentación comercial de vidrio preformado.

4.3.3. *Corte y redondeo*

El vidrio se corta de acuerdo a la forma y tamaño final del elemento óptico que se fabrica, dejando siempre una tolerancia (0.6 mm, en nuestro caso) como margen para los procesos de esmerilado y pulido de las placas plano paralelas cuyo espesor fue de 22.87 mm. La figura 4.2 (a) muestra la generadora de planos tipo Blanchard con la que se cortaron las placas plano paralelas circulares a partir de un bloque de vidrio en bruto, llamado “queso”, como el que se muestra en la figura 4.2 (b). Una forma alternativa de generado es a partir de una presentación de vidrio preformado, figura 4.2 (c).

4.3.4. *Bloqueo*

El bloqueo consiste en adherir perfectamente las piezas de vidrio a una base de tal forma que se mantengan fijas durante el esmerilado y la primera fase de pulido. Para este fin, las cinco piezas se sumergen parcialmente en cera derretida sobre una base de aluminio plana y pulida. La cera se deja enfriar hasta que endurezca y las piezas queden fijas.

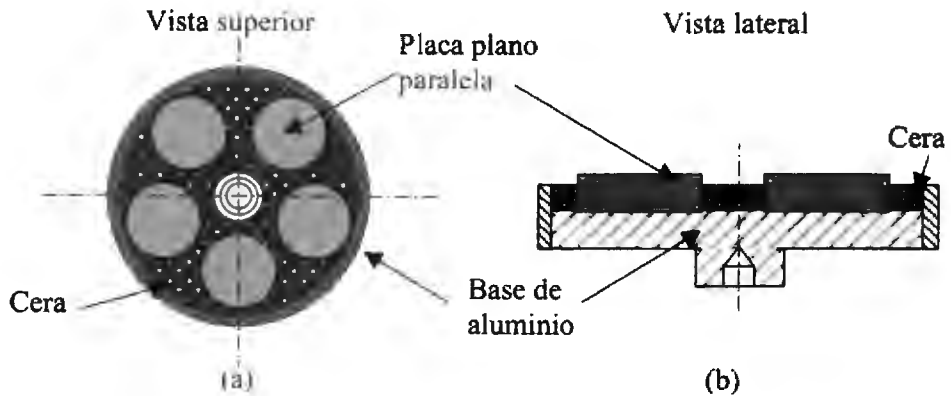


Figura 4.3. Bloqueo de los cinco prismas: La sujeción adecuada de los prismas permite un correcto proceso de esmerilado y pulido. (a) La vista superior muestra la disposición geométrica. (b) La vista lateral indica el espesor de la cera que cubre parcialmente las placas plano paralelas.

La figura 4.3 muestra dos vistas del bloqueo de las placas plano paralelas colocadas sobre la base de aluminio. La vista superior, figura 4.3 (a), muestra la disposición geométrica. La figura 4.3 (b) muestra la vista lateral indicando el espesor de la cera que cubre parcialmente a los prismas.

4.3.5. *Esmerilado y primera fase de pulido del lado recto*

Una vez bloqueados, los vidrios se esmerilan y se pulen, comenzando por la cara correspondiente al lado recto. El proceso de esmerilado elimina las rugosidades de la superficie devastando mediante abrasivos hasta lograr un acabado relativamente fino. Durante el esmerilado y primera etapa de pulido se alcanza una exactitud óptica de hasta de $\lambda/4$. Sin embargo, en nuestro caso la mejor calidad óptica alcanzada, en algunas de las diez superficies, fue cercana a $\lambda/3$. En esta etapa se utilizan abrasivos con granos que van disminuyendo desde 25 a 5 micras.

4.3.6. *Desbloqueo de cara 1, bloqueo de la cara 2*

Una vez esmerilado y pulido el lado recto, se despegan las piezas de la base de aluminio y se limpian. El procedimiento de bloqueo se repite, ahora para la cara de la hipotenusa. Para generar el ángulo de refracción, cada uno de los prismas se inclinan colocando pequeños trozos de vidrio en uno de sus bordes. Los trozos de vidrio se miden de tal forma, que espesor corresponde al cateto opuesto del ángulo requerido, respecto del lado recto.

4.3.7. *Esmerilado y primera fase de pulido de la hipotenusa*

Una vez más, cuando las piezas están fijas se procede al esmerilado, ahora de la cara correspondiente a la hipotenusa. En el proceso, esquematizado en la figura 4.4, se logró una calidad óptica menor a la obtenida en la cara correspondiente al lado recto. Aquí la posición de los prismas presenta un brazo de palanca mayor que origina la pérdida de precisión y por lo tanto disminuye la calidad de la superficie. En este caso, la mejor calidad óptica obtuvo un valor alrededor de $\lambda/2$.

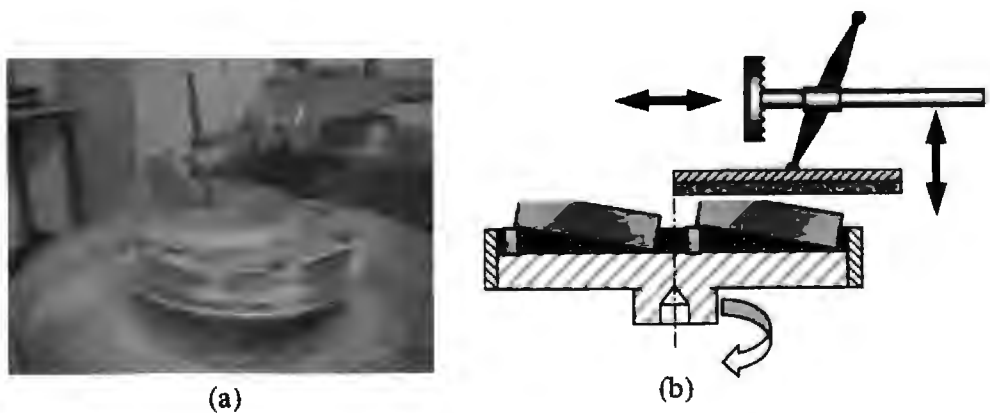


Figura 4.4. Generación y pulido de la hipotenusa. (a) Fotografía de la maquina que realiza este proceso de manera semiautomática. (b) imagen exagerada de la posición de los prismas para generar el ángulo del vértice.

4.3.8. *Rectificado y pruebas preliminares*

Las primeras pruebas ópticas y rectificado de las dimensiones, se realizan a las placas plano paralelas después del proceso de esmerilado de ambas caras. Éstas son de tipo cualitativo y se realizan utilizando un interferómetro de Fizeau, como se muestra en la figura 4.5 (a). En esta prueba lo más importante es observar un bajo número de franjas y que éstas sean lo más rectas posible.

La figura 4.5 (b) muestra el autocolimador óptico con el cual se verificó, primeramente, el grosor de las placas plano paralelas y en una prueba posterior, el ángulo de los prismas. Este instrumento amplifica las desviaciones angulares entre una retícula cuadrículada respecto de la posición de una referencia bien calibrada indicando así el grado de paralelismo. Utilizando galgas de referencia para compensar la relación de distancia entre la retícula y la referencia antes mencionada, se pueden determinar también desviaciones angulares.



(a)



(b)

Figura 4.5. (a) Prueba de planicidad a una placa plano paralela utilizando el interferómetro de Fizeau. (b) Autocolimador utilizado en la verificación del ángulo de cada prisma.

La dirección y magnitud de la desviación en la escala del autocolimador da información sobre los errores piramidal y meridional propios de los prismas [Jaramillo (1997)]. El error piramidal se refiere a la falta de uniformidad en la forma triangular de la sección transversal del prisma, siendo ésta ligeramente piramidal en lugar de prismática. El error meridional es una medida de la desviación del ángulo de 90° respecto de la cara del lado recto.

Después de verificar los valores del ángulo, el grosor del prisma y la planicidad de las superficies, se rectifican aquellos parámetros que estén fuera de las especificaciones de fabricación. Cuando los errores son pequeños, del orden de hasta decenas de micras, se procede inmediatamente al pulido o al esmerilado fino, pero cuando los errores son mayores, se debe empezar de nuevo en el punto de corte y redondeo del material.

4.3.9. *Pulido final*

Debido a la alta calidad óptica requerida, la rectificación y pulido final se hacen a mano y cara por cara, comenzando con las correspondientes al lado recto. Utilizando un *Master* plano con exactitud de $\lambda/20$ como referencia, se fabricó una herramienta de chapopote, como la que se muestra en la figura 4.6 (a). La figura 4.6 (b) muestra una fotografía del autor aplicando la técnica de pulido a mano a una de las caras de los prismas. Los movimientos se realizan en forma de abanico y en zigzag, aplicando poca presión sobre el material. En este caso la experiencia del operador es de suma importancia para establecer la presión a ejercer sobre el material, la duración y ritmo del pulido, así como seleccionar la región en la cual se deben trabajar las piezas.

El empleo de una técnica inadecuada suele repercutir en grandes deformaciones de los prismas que significan horas de trabajo y esfuerzo. Además, cuando la calidad de la superficie es muy alta, se debe tener la precaución de evitar la transmisión de calor de las manos a los prismas. Una forma de evitarlo es utilizando protector de madera o tomar los prismas por su borde. Dependiendo de la dureza del vidrio y del tipo de material de la herramienta, se pueden utilizar diferentes pulimentos que usualmente son óxidos de cerio o acero disueltos en agua. Algunas opciones comerciales son el Cerite RX de 2 micras, y el Baikalo de 0.5, 0.3, y 0.05 micras. Una vez pulida y probada la cara correspondiente al lado recto de cada uno de los prismas, se protege con laca y se trabaja la siguiente cara siguiendo el procedimiento descrito anteriormente.

Durante este proceso, cada una de las diez caras se pulen, se secan, se limpian y se dejan enfriar antes de colocarse en la montura de prueba del interferómetro WYKO. Una vez colocada la pieza para su prueba, ya en el interferómetro, se deja estabilizar térmicamente por lo menos quince minutos. El tiempo entre un periodo de pulido fino y el de una prueba óptica de una superficie, llega a durar hasta dos horas.



(a)



(b)

Figura 4.6. Proceso de pulido a mano. (a) Herramienta de chapopote utilizada para pulir a mano las caras de los prismas, la cual se fabrico utilizando un “*master*” plano $\lambda/20$. (b) Pulido a mano para alcanzar una calidad óptica de $\lambda/10$ pv.

El tiempo de estabilización térmico es crítico y de no tomarse en cuenta puede repercutir en daño al material hasta el punto en cual no cumpla con las especificaciones iniciales, incrementando el tiempo de culminación del proyecto y generando costos considerables.

4.3.10. *Biselado o achaflanado*

El achaflanado consiste en eliminar o “matar” el filo de los bordes de los elementos ópticos, teniendo extremo cuidado al hacerlo ya que esta etapa se realizó una vez que todos los elementos estaban terminados. Cada prisma se bisela o achaflana para evitar que las fuerzas internas, generadas durante el esmerilado y el pulido, revienten las orillas del vidrio.

4.4. Prueba interferométrica de las superficies

Las pruebas ópticas de las diez superficies se realizaron utilizando un interferómetro WYKO. Este interferómetro mide las diferencias entre la cara plana del prisma contra una superficie de referencia conocida, que generalmente tiene una exactitud del orden de $\lambda/20$.

El frente de onda que proviene del plano de referencia se superpone al frente de onda generado por la superficie de prueba. La diferencia de caminos ópticos entre ambos, genera interferencias destructivas y constructivas, formando un patrón de franjas claras y oscuras con información sobre las disparidades entre los dos frentes de onda.

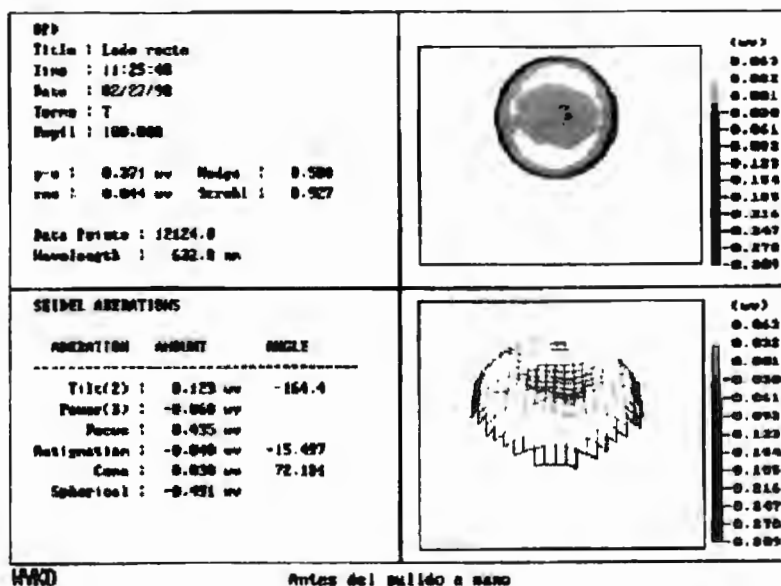


Figura 4.7. Interferómetro WYCO utilizado en la pruebas ópticas finales. (a) Mesa de pruebas ópticas. (b) Pantalla de presentación de resultados.

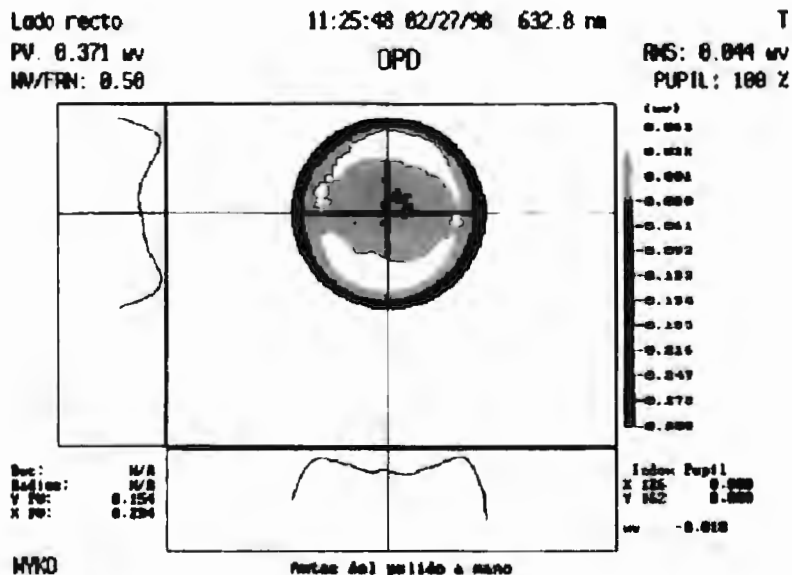
La figura 4.7 muestra el interferómetro WYKO que se encuentra en el laboratorio óptico del CIO. La figura 4.7 (a) muestra la parte principal del instrumento, el cual se encuentra sobre una mesa estabilizada mecánicamente y en condiciones ambientales controladas. El sistema de procesamiento de datos utiliza un equipo de cómputo con software para la recuperación de fase, y presenta los resultados en forma numérica y gráfica en la pantalla del monitor que se muestra en la figura 4.7 (b).

Los resultados que se obtuvieron en las pruebas interferométricas para el total de los prismas son muy similares, por lo que se muestran sólo los correspondientes a un sólo prisma. En las figuras 4.8 y 4.9 se presentan los resultados de la prueba por reflexión del lado recto, antes del pulido final, y los correspondientes a la cara de la hipotenusa en las figuras 4.10 a 4.11.

La figura 4.8 (a) muestra la pantalla de resultados del interferómetro WYKO. A la izquierda, los datos de la prueba como fecha y hora en que ésta se realizó, el tamaño de la pupila, el error pico valle (p.v.) y el de la raíz media cuadrática o *valor rms*, así como los valores de las aberraciones de Seidel.



(a)



(b)

Figura 4.8. Resultados de la prueba óptica al lado recto de un prisma antes del pulido final. (a) La pantalla principal muestra los resultados del error pico-valle y rms, las aberraciones de Seidel, los mapas de contorno y de superficie (b) El mapa de contornos muestra el perfil de la superficie en dos direcciones perpendiculares.

La superficie correspondiente al lado recto tuvo un error pico valle (p.v.) de $0.371 \approx \lambda/2.95$ longitudes de onda y un valor “rms” de $0.044 \approx \lambda/22$ longitudes de onda. Los valores de las aberraciones fueron del orden de décimas de longitud de onda en el caso de la esfericidad y de centésimas de longitud de onda para la aberración de coma y astigmatismo.

Además en la pantalla principal de resultados, figura 4.8 (a), se presentan del lado derecho, dos gráficas correspondientes al mapa de contorno (arriba) y un mapa de malla que representa una vista tridimensional de la superficie (abajo).

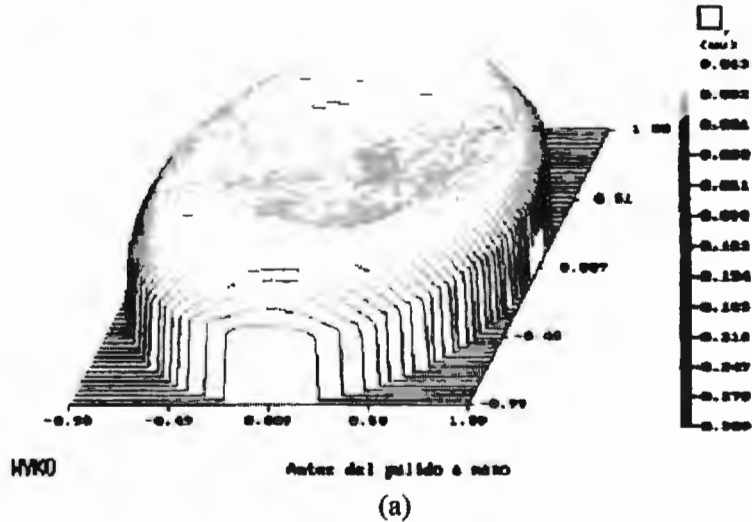
La figura 4.8 (b) presenta la imagen correspondiente al mapa de contornos. El perfil de la superficie se puede observar en dos direcciones perpendiculares que se pueden seleccionar a lo largo del mapa. El nivel de los contornos está en función de los niveles de gris de la figura, siendo más elevada la superficie en la región más clara. Esta información es de mucha utilidad en el proceso de pulido a mano ya que permite distinguir directamente sobre la superficie del prisma las regiones exactas que deben rectificarse.

La figura 4.9 (a) muestra el mapa tridimensional superficial del lado recto con dimensiones normalizadas. La imagen ofrece información directa de la forma de la superficie. En este caso, se aprecia una ligera depresión al centro del objeto, por lo que es necesario trabajar las orillas con suavidad. La figura 4.9 (b) muestra el mapa de contornos por intervalos en dos dimensiones utilizando sólo franjas claras y oscuras. Este mapa corresponde directamente al mapa de nivel de la figura 4.8 (b).

Lado recto
PV: 0.371 μm
MV/FRN: 0.50

11:25:48 02/27/98 632.8 nm
OPD

T
RMS: 0.044 μm
PUPIL: 100 %



Lado recto
PV: 0.371 μm
MV/FRN: 0.50

11:25:48 02/27/98 632.8 nm
OPD

T
RMS: 0.044 μm
PUPIL: 100 %

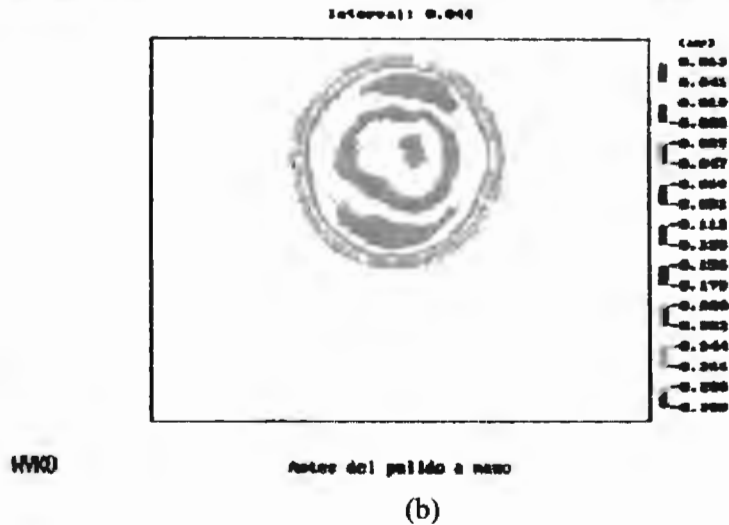


Figura 4.9. (a) Mapa tridimensional de la superficie correspondiente al lado recto antes del pulido final en dimensiones normalizadas. (b) Mapa de contornos por intervalos.

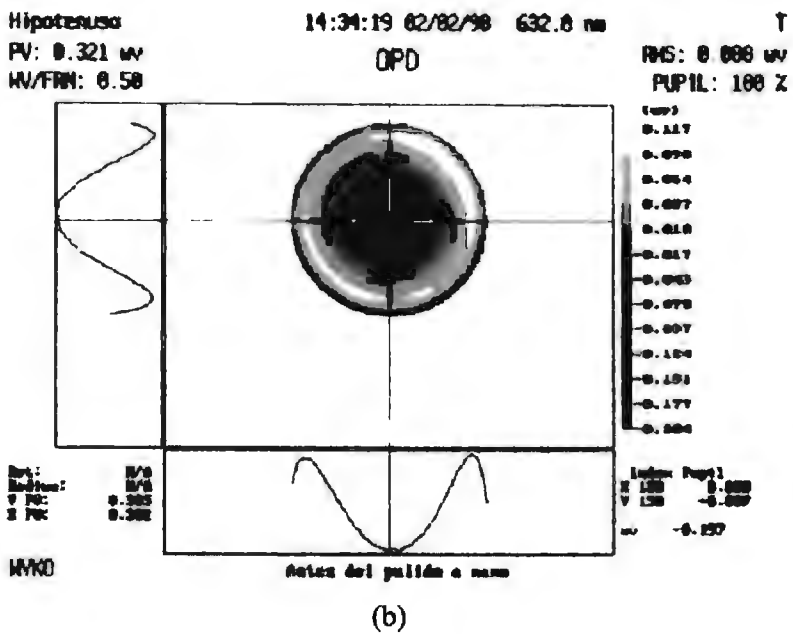
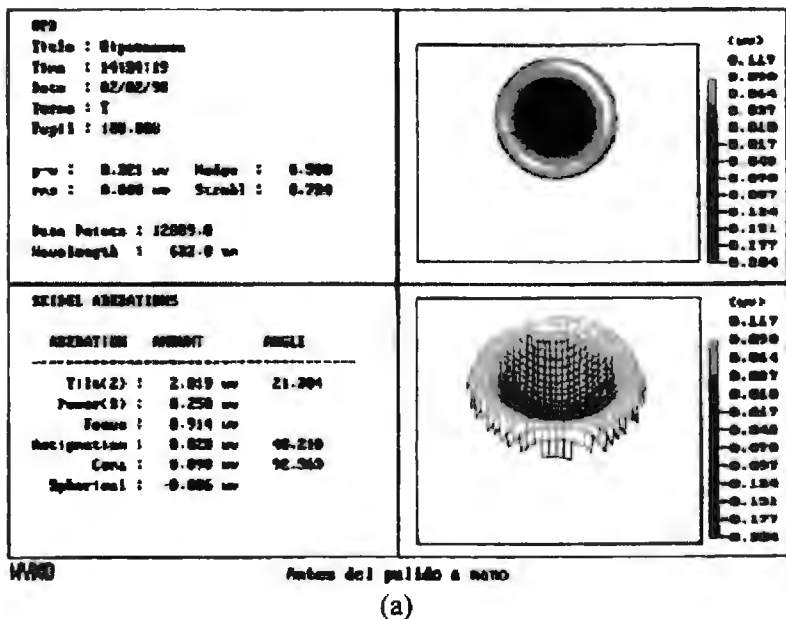


Figura 4.10. Resultados de la prueba óptica de la hipotenusa antes del pulido final. (a) La pantalla principal muestra el error pico-valor y rms, las aberraciones de Seidel, y los mapas de contorno y de superficie. (b) El mapa de contornos correspondiente.

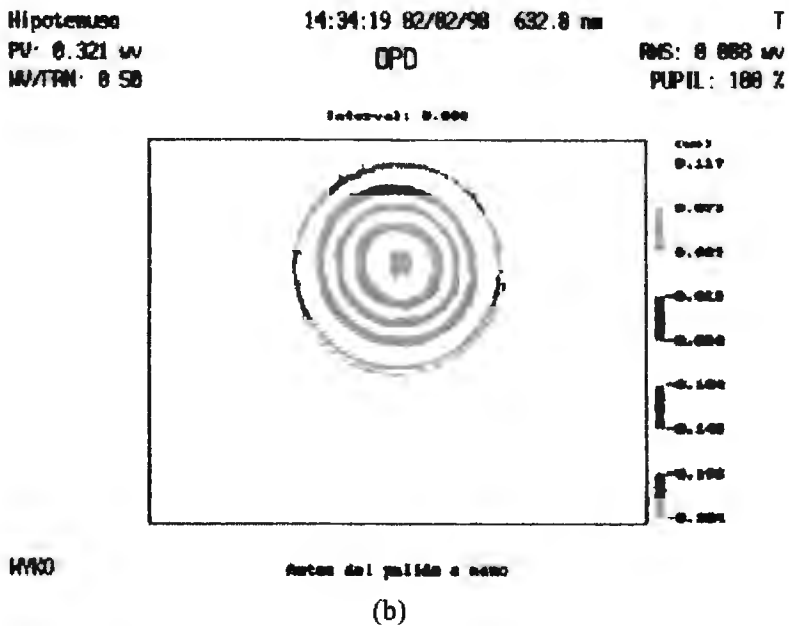
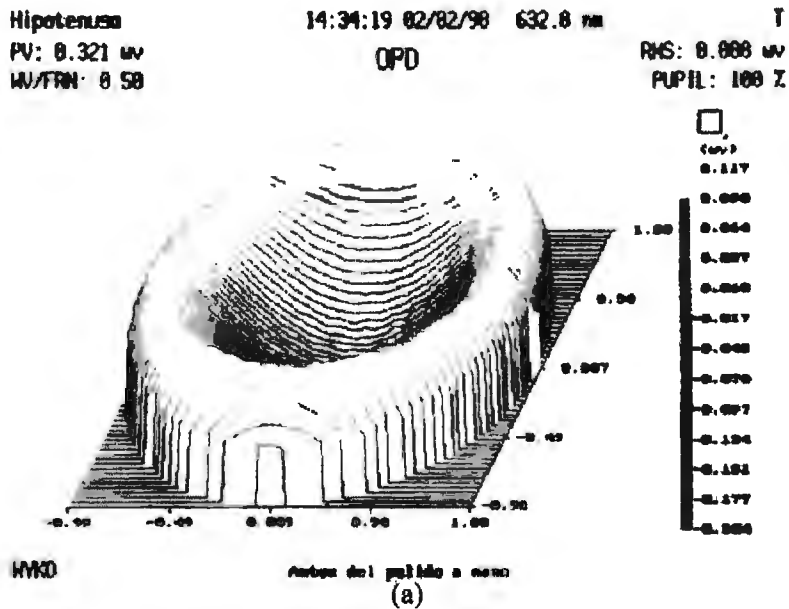


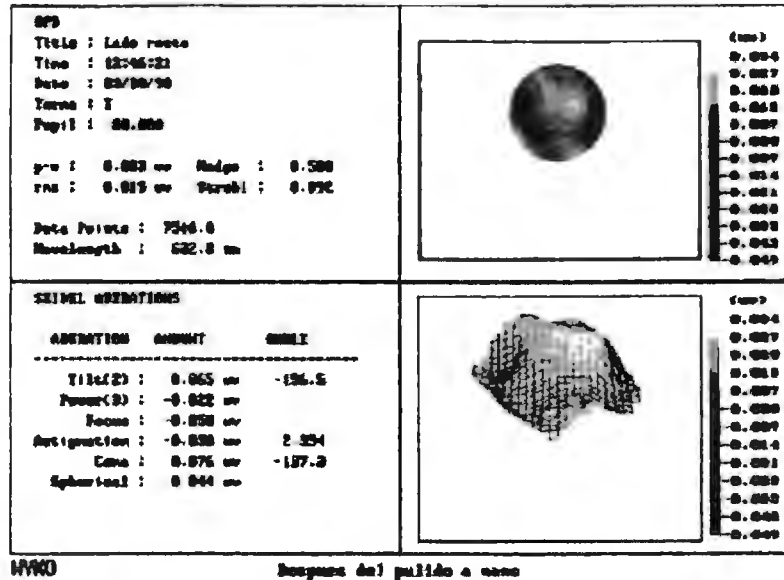
Figura 4.11. (a) Mapa tridimensional de la superficie correspondiente a la hipotenusa del prisma en dimensiones normalizadas antes del pulido final. (b) Mapa de contornos por intervalos.

El mapa de contornos por intervalos facilita la interpretación del mapa de niveles cuando éste debe imprimirse en blanco y negro. Aquí, el rango de alturas es proporcional a cada par de bandas, el cual se determina por un valor llamada intervalo de contorno, que aparece arriba del mapa.

La figura 4.10 (a) presenta los resultados de la prueba óptica a la cara de la hipotenusa. Aquí, al igual que la en la cara del lado recto, la aberración de esfericidad es la más significativa, y las aberraciones de coma y astigmatismo se mantienen substancialmente bajas.

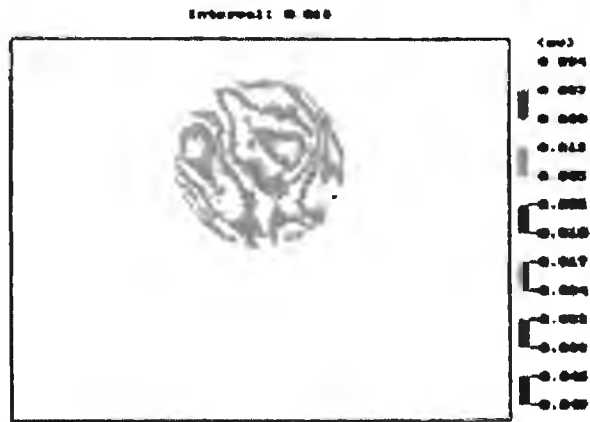
En la figura 4.10 (b) se observa que el perfil de esta superficie tiene una concavidad muy pronunciada respecto a la obtenida en el lado recto, que se hace evidente en el mapa mostrado en la figura 4.11 (a) y destaca la necesidad de pulir sólo en las orillas. En la figura 4.11(b) se muestra un patrón de anillos concéntricos característicos del interferograma que indica típicamente aberración esférica.

Las figuras 4.12 y 4.13 presentan los resultados finales, al 80% de área total, y los mapas de contornos por intervalos del prisma antes analizado, después del pulido final. La figura 4.12 (a) presenta la pantalla del WYKO con los resultados finales de las pruebas ópticas del lado recto después del pulido a mano y la figura 4.12 (b) el mapa de contornos por intervalo correspondiente.



(a)

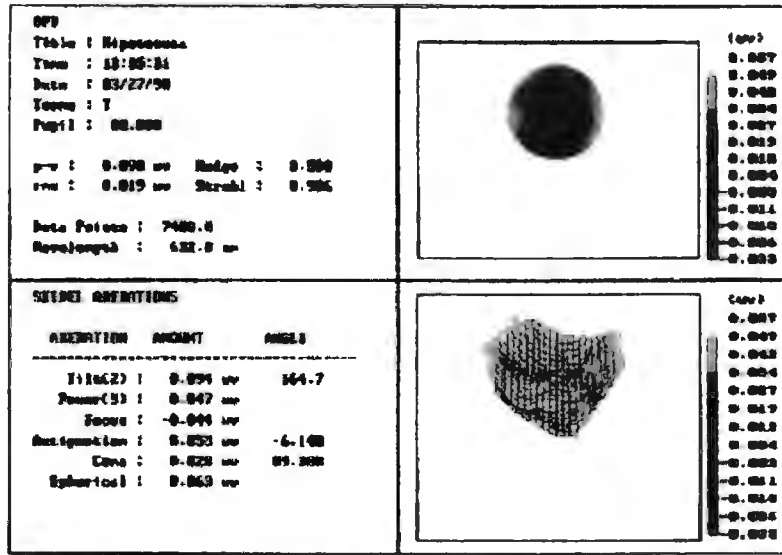
Lado recto 12.45:21 03/30/98 632.8 nm T
 PV: 0.003 uv OPD RMS: 0.015 uv
 WV/FRH: 0.50 PUPIL: 80.0 %



WVKO Después del pulido a mano

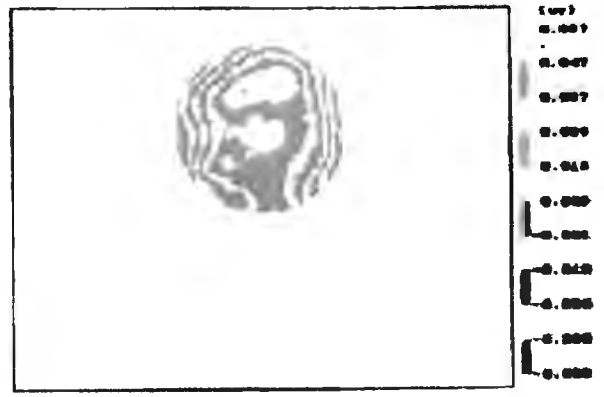
(b)

Figura 4.12. (a) Resultados de la prueba óptica de un prisma correspondiente al lado recto después del pulido final. (b) Mapa de contornos por intervalos.



HWKD Después del pulido a mano (a)

Hipotenusa 13:35.31 03/27/98 632.8 nm T
 PV: 0.098 uv OPD RMS: 0.019 uv
 MV/FRM: 0.50 PUPIL: 00.0 Z
 Interval: 0.010



HWKD Después del pulido a mano (b)

Figura 4.13. (a) Resultados de la prueba óptica de un prisma correspondiente a la hipotenusa después del pulido final. (b) Mapa de contornos por intervalos.

La superficie aparenta mayor irregularidad, pero las diferencias entre sus alturas son menores comparadas con las mostradas en la figura 4.8 (a). El error pico valle es de $0.083 \approx \lambda/12.5$ longitudes de onda y el valor “rms” de $0.015 \approx \lambda/66$ longitudes de onda. Aquí, las aberraciones son del orden de centésimas de longitud de onda, siendo la aberración de coma la de mayor contribución. La figura 4.12 (b) el mapa de contornos por intervalo del lado recto del prisma después del pulido final.

La figura 4.13 (a) presenta los resultados correspondientes a la cara de la hipotenusa. El valor pico valle fue de $0.090 \approx \lambda/11$ longitudes de onda y el valor rms de $0.019 \approx \lambda/52$ longitudes de onda, que son valores aceptables y dentro de los requerimientos iniciales. Las aberraciones se mantienen en el orden de centésimas de longitud de onda, pero a diferencia del lado recto, el astigmatismo presentó la mayor contribución en la cara de la hipotenusa. La figura 4.13 (b) muestra el mapa de contornos correspondiente a la hipotenusa del prisma.



(a)



(b)

Figura 4.14. Prismas terminados. (a) Vista lateral de los prismas de cuña después del pulido final. (b) Vista superior del interferómetro de desplazamiento vectorial donde los prismas fueron incorporados como sistema director del frente de onda.

La figura 4.14 muestra una fotografía de los prismas una vez terminados, figura 4.14 (a). Finalmente, la figura 4.14 (b) presenta la vista superior del interferómetro de desplazamiento vectorial donde los prismas fueron incorporados como sistema director del frente de onda. La conclusión del proceso de fabricación y pruebas de los cinco prismas tuvo un periodo aproximado de cinco meses. La fabricación de cinco prismas de cuña se realizó exitosamente, siendo utilizados como parte del sistema director del frente de onda.

4.4. Sistema director: distorsión

El sistema director del frente de onda se utilizará en el interferómetro de desplazamiento vectorial. Razón por lo cual, los prismas deben ser de alta calidad con la finalidad de minimizar los errores en sus superficies, y por lo tanto reducir la contribución de las aberraciones como esfericidad, astigmatismo y coma. Actualmente, la fabricación de superficies *ultra-planas* es una realidad.

Los prismas son axialmente asimétricos o plano simétricos, e introducen aberraciones en el frente de onda en dirección de su plano de simetría. Las aberraciones de nuestro interés están en función del tamaño de la abertura y del campo de vista. Las aberraciones en prismas de cuña se han discutido con anterioridad en la literatura [Sasian (2000)]. La utilización del láser como fuente de iluminación excluye la posibilidad de aberración cromática.

Sin embargo, la distorsión está siempre presente en los prismas y su contribución es más notable a medida que el ángulo de refracción es mayor. En este trabajo no se analizaron rayos convergentes ni divergentes, pues el hecho de trabajar con haces colimados reduce las aberraciones de coma y astigmatismo, hasta el punto de considerarlas despreciables [Barth (1988), Morrisey (1994)]. El sistema de prismas no introducirá distorsión de forma considerable, cuando los rayos sean paralelos al eje óptico, ni cuando su inclinación sea pequeña respecto del mismo [Mao (1999)]. De tal forma, se puede considerar que se trabaja cerca de la óptica paraxial, donde el ángulo de refracción del prisma es pequeño, por lo que la desviación de los rayos permanece también pequeña aún cuando no se trabaje dentro de la condición de mínima desviación.

Una forma rápida de evaluar cualitativamente la distorsión es utilizando superficies o pantallas, las cuales incorporan una distribución uniforme de orificios, formando un arreglo geométrico específico que exhibe ya sea simetría rotacional o traslacional. La prueba consiste en iluminar la pantalla y observar su imagen al pasar a través del sistema de prismas. Se utilizó como pantalla una lámina metálica perforada con un arreglo rectangular de 9×9 orificios, de 1 mm de diámetro, con una separación entre centros de 3 mm.

La imagen de la pantalla iluminada se graba mediante una cámara CCD. A continuación, se introduce el sistema de prismas en la trayectoria del haz de luz, entre la cámara digital y la pantalla. La figura 4.15 (a) muestra la imagen de la pantalla proyectada en la cámara CCD. La pantalla se iluminó con un haz colimado de 5 cm de diámetro. Debido al perfil gaussiano del láser, la zona central está iluminada más intensamente.

La figura 4.15 (b) muestra la imagen de la pantalla cuando se han colocado los prismas, con ángulos de rotación $\omega_1 = 90^\circ$ y $\omega_2 = -90^\circ$. Debido a la inserción de los prismas y de sus posiciones el patrón de la figura 4.15 (b) aparece desplazado lateralmente respecto a la figura 4.15 (a). No hay diferencias apreciables en el tamaño y forma de ambos arreglos de puntos, ni en las distancias entre centros de los agujeros por lo que se puede considerar que los efectos de distorsión son despreciables.

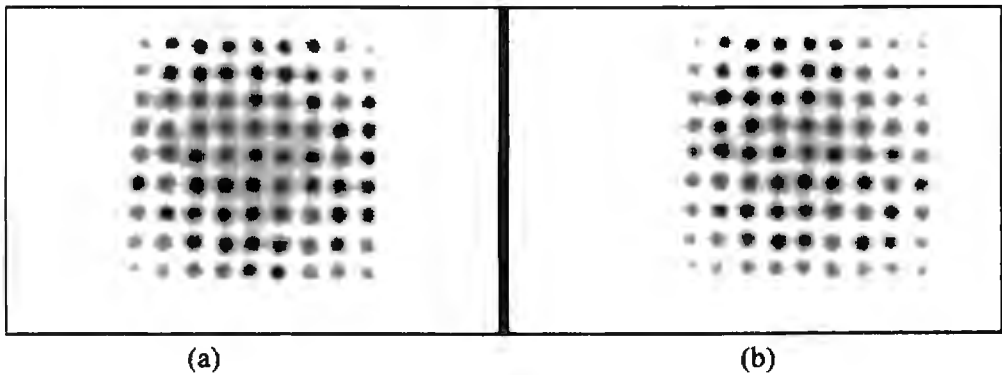


Figura 4.15. Resultados experimentales de la prueba cualitativa tipo Hartmann al sistema de prismas. (a) la imagen sin los prismas. (b) imagen después de la inserción de los prismas cuando $\omega_1 = -90^\circ$ y $\omega_2 = 90^\circ$.

4.6. Conclusiones

Dentro de las instalaciones del Centro de Investigaciones en Óptica, se fabricaron y probaron exitosamente cinco prismas de cuña. El hecho de utilizar haces colimados reduce significativamente las aberraciones de astigmatismo y coma. La prueba cualitativa aplicada a los prismas permite despreciar la distorsión que introducen sobre el frente de onda. Los prismas de cuña que se fabricaron son aplicables como sistema director del frente de onda.

Referencias del capítulo 4

Barth C. J., Oepts D., “Stigmatic and coma-free imaging with a thick prism: a comparison of third-order theory and ray-tracing results,” *Appl. Opt.*, **27** (18), pp. 3838–3844 (1988).

Choi, J., Perera, G. M., Aggarwal, M. D., Shukla, R. P., Mantravadi M. V., “Wedge plate shearing interferometers for collimation testing: use of a moiré technique,” *Appl. Opt.*, **34** (19), pp. 3628–3638 (1995).

Jaramillo A. N., Robledo C. S., “Measuring the angles and pyramidal error of high precision prisms,” *Opt. Eng.*, **36** (10), pp. 2868–2871 (1997).

Kiyoruka, T., Ito, T., Sawada, R., “Prism interferometer for a compact Fourier-transform spectroscopy,” *Opt. Lett.*, **25** (12), pp. 893–895 (2000).

Malacara, D., “Radial, rotational, and reversal shear interferometers,” in *Optical shop testing*, ed. Malacara, Wiley and Sons Inc., New York, (1992), chap. V.

Malitson, I. H., “Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica,” *J. Opt. Soc. Am.*, **55** (10), pp. 1205–1209 (1965).

Mao W., Xu Y., "Distortion of optical wedges with a large angle of incidence in a collimated beam," *Opt. Eng.*, **38** (4), pp. 580–585 (1999).

Melles Griot Inc., 1770 Kettering Street, Irvine CA 92714 (1996).

Mertz, L. N., "Prisms configurations for wavefront sensing," *Appl. Opt.*, **29** (25), pp. 3573–3574 (1990).

Morrissey P. F., "Third-order aberrations of a prism with spherically curved surfaces," *Appl. Opt.*, **33** (13), pp. 2539–2543 (1994).

Sasian, J., "Aberrations from a prism and grating," *Appl. Opt.*, **39** (1), pp. 34–39 (2000).

Smith, W., "Modern optical engineering," McGraw–Hill Inc., New York, (1990).

Southall, J.P.C., "*Mirror prisms and lenses*," Macmillan Company, Inc., New York, (1945), chap. III.

Wolfe W., in W. Driscoll (ed.), *Handbook of Optics*, New York, McGraw-Hill, 1978.

Capítulo 5

Interferómetro de desplazamiento vectorial

5.1. Introducción

Se presenta el principio de operación del interferómetro de desplazamiento vectorial. La dirección y la magnitud del desplazamiento del frente de onda bajo prueba, así como su inclinación, se controlan mediante el ángulo relativo entre un par de prismas de cuña. El frente de onda se puede desplazar en cualquier dirección en función de las rotaciones individuales de cada prisma. Se simulan los patrones de intensidad generados por el interferómetro de desplazamiento vectorial para el caso de las aberraciones primarias comparándolos con aquellos obtenidos experimentalmente, aplicando desplazamientos de cualquier magnitud. Se presentan los arreglos experimentales para la prueba de componentes ópticos por transmisión y por reflexión, donde se selecciona el número y la orientación de las franjas de estos interferogramas mediante el control en la dirección y magnitud del desplazamiento del frente de onda.

5.2. Interferómetro de desplazamiento vectorial

Existe un interés permanente en la detección de fuentes de radiación que se encuentran muy alejadas de nuestros sistemas solar y por lo tanto cuya intensidad suele ser muy difícil de detectar. Es también de gran interés lograr resolver detalles cada vez más pequeños de dichas fuentes. Esta problemática ha propiciado el desarrollo de sistemas telescópicos donde el espejo primario tiene grandes dimensiones incluyendo aquellos con primarios segmentados o diluidos (Scholl [1995], Flores [1999]). Tales configuraciones usualmente requieren de la fabricación, el *figurado*, cálculo y la prueba de grandes elementos ópticos fuera de eje y carentes de simetría de rotación.

Los interferómetros convencionales, como el Twyman–Green, Fizeau, Mach–Zehnder, etc., comparan el frente de onda contra un frente de onda de referencia generado un elemento óptico de muy alta calidad. Sin embargo, los telescopios segmentados y los de abertura diluida requieren rutinariamente de la fabricación y prueba de componentes ópticos esféricos de gran diámetro donde los interferómetros convencionales presentan fuertes limitaciones.

La prueba de espejos con superficies inusuales utilizando las técnicas interferométricas existentes requieren de una referencia externa de alta calidad. Una de las características más importantes de los interferómetros de desplazamiento es que no requieren de un frente de onda de referencia. Además, toman la derivada del frente de onda en la dirección desplazamiento.

Anticipándose a la necesidad de obtener la función de fase de una derivada en dos dimensiones se ha desarrollado el interferómetro de desplazamiento vectorial en el cual la derivada puede ser seleccionada en cualquier dirección, bajo la acción de control manual o automática.

En los interferogramas de desplazamiento, la fase a lo largo de la dirección de translación es la cantidad medida. Cuando se prueban componentes asimétricos, la habilidad para seleccionar la dirección del desplazamiento es particularmente benéfica, ya que la densidad de franjas puede ser extremadamente más alta en una dirección que en otra (Paez [1997]). En la reconstrucción de fase, es posible seleccionar la dirección, o camino de la integral de línea, y como una dirección arbitraria puede descomponerse en sus componentes efectivamente, es posible encontrar la derivada en dos direcciones (Paez [1999a]).

La posibilidad de tomar la derivada a lo largo de una dirección específica es especialmente útil cuando se prueban componentes asimétricos, donde la densidad de franjas en una dirección puede formar patrones de *Moire*, modificando los datos capturados. El interferómetro de desplazamiento vectorial es extremadamente eficaz cuando se emplean técnicas de reconstrucción mediante el gradiente de la de fase. Teniendo la posibilidad de escoger el camino de la integral de línea, seleccionándola a lo largo de la dirección más apropiada. El hecho de utilizar la integral de línea convierte un problema de tipo *bi-dimensional* en un problema *uni-dimensional* (Elster [1999]).

Recientemente se han desarrollado nuevos métodos de interpretación de interferogramas que permiten la reconstrucción de la fase del frente de onda aún en aquellos patrones de intensidad donde la densidad de franjas es muy alta (Strojnik [1999]). Los datos de entrada de estos algoritmos corresponden a la derivada direccional de la función de fase. Por lo cual el interferómetro de desplazamiento resulta especialmente útil como sistema generador de información, evitando la acumulación de ruido que comúnmente exhiben cuando se toma la derivada de señales ruidosas (Paez [1998]).

El principio de operación del interferómetro de desplazamiento vectorial se simplifica cuando se analiza el término de la diferencia de caminos ópticos (DCO), de cada uno de los frentes de onda completa a lo largo de sus brazos correspondientes.

$$OPD(x, y) = W_{Desplazado}(x, y) - W_{Original}(x, y) \quad (5.1)$$

Un frente de onda general se puede expresar en termino de las coordenadas de la pupila de salida, las cuales se pueden representar mediante el polinomio general de aberraciones ya sea en su forma polar y rectangular respectivamente por las siguientes sumatorias

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=0}^n \rho^n (a_{nl} \cos^l \theta + b_{nl} \sin^l \theta) \quad (5.2)$$

$$W(x, y) = \sum_{i=0}^k \sum_{j=0}^i c_{ij} x^j y^{i-j} \quad (5.3)$$

El polinomio de aberraciones en forma polar se puede expresar en forma Cartesiana. Cada término del polinomio corresponde a cada una de las aberraciones primarias. Los coeficientes c_{ij} , están representados en unidades o fracciones de longitud de onda. El polinomio de aberraciones en coordenadas rectangulares que describe las deformaciones del frente de onda para el caso de las aberraciones primarias se representa como:

$$\begin{aligned}
 W(x, y) = & c_{00} && \text{Pistón} \\
 & + c_{10}x && \text{Inclinación respecto del eje } x \\
 & + c_{01}y && \text{Inclinación respecto del eje } y \\
 & + c_{02}(x^2 + y^2) && \text{Desplazamiento de foco} \\
 & + c_{11}(x^2 + 3y^2) && \text{Astigmatismo} \\
 & + c_{31}y(x^2 + y^2) && \text{Coma} \\
 & + c_{40}(x^2 + y^2)^2 && \text{Esfericidad}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

La Figura 5.1 ilustra el sistema de coordenadas de los frentes de onda original y desplazado, para desplazamientos a lo largo de las direcciones Δx y Δy , respectivamente. El patrón de interferencia se observa únicamente dentro del área en que se superponen ambos frentes de onda. Debido a la rotación de los prismas, el origen de coordenadas del frente de onda desplazado se traslada del punto $C_u(0,0)$, al punto $C_d(\Delta x, \Delta y)$. Este desplazamiento está definido por la magnitud del vector ρ_0 y su dirección por el ángulo θ_0 . La selección del tamaño del área de traslape de los frentes de onda se obtiene mediante la rotación ω_1 y ω_2 de cada prisma. Debido a la interdependencia que existe entre las cantidades la modificación de los desplazamientos Δx , Δy corresponde a modificar los valores del vector ρ_0 , y el ángulo θ_0 .

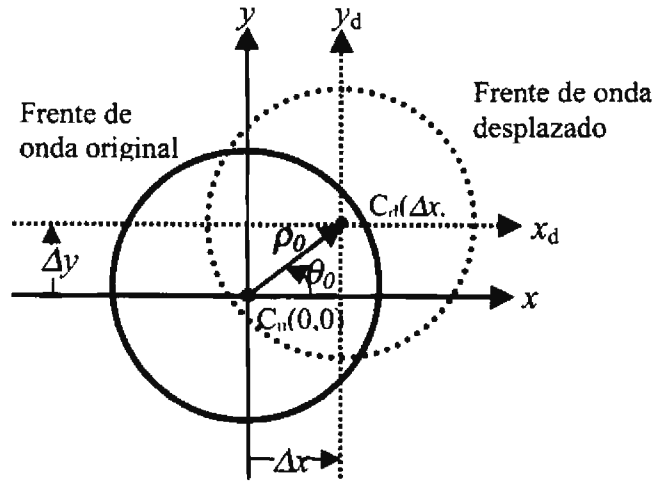


Figura 5.1. Frentes de onda original y modificado en el interferómetro de desplazamiento vectorial. El desplazamiento del frente de onda se puede realizar en una dirección arbitrariamente seleccionada.

Para desplazamientos muy pequeños, los incrementos Δx y Δy se pueden considerar desplazamientos diferenciales en dirección x o y (sagital o tangencial respectivamente), produciendo efectivamente la derivada en dos dimensiones de la función del frente de onda como se muestra en la siguiente ecuación

$$\frac{\partial W(x, y)}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial W(x, y)}{\partial y} \Delta y = m\lambda \quad (5.5)$$

Aquí, λ es la longitud de onda y m es un número entero. Los desplazamientos Δx y Δy en nuestro arreglo experimental pueden ser del orden de centésimas de milímetro hasta varios centímetros. Este largo intervalo de desplazamientos hace que el instrumento sea versátil y útil. Podemos medir aberraciones muy pequeñas incrementando los desplazamientos para producir un número adecuado de franjas, y grandes aberraciones donde los desplazamientos muy pequeños son preferibles para mantener un número manejable de franjas.

5.3. Configuración del interferómetro de desplazamiento vectorial

La figura 5.2 muestra el arreglo experimental del interferómetro de desplazamiento vectorial el cual esta basado en la configuración interferométrica Mach-Zehnder. La luz que proviene de un láser se expande y filtra antes de iluminar el elemento óptico bajo prueba, que en este caso es una lente biconvexa utilizada a su vez para colimar el frente de onda. El divisor de haz BS1 separa el haz colimado en dos partes de igual intensidad, A y B . El frente de onda A es dirigido hacia el sistema de desplazamiento, mientras que el frente de onda B pasa a través del sistema de compensación. Ambos haces conservan sus estados de polarización. La superposición de los frentes de onda A y B , se realiza mediante la acción del divisor de haz BS2, donde se genera un patrón de intensidad modulado.

El sistema de adquisición de imágenes, incluye la lente de enfoque y una cámara CCD, con la cual se graba el interferograma para procesamiento posterior (Paez [1999b]). Estos elementos pueden adaptarse para diferentes condiciones de medición.

El sistema de desplazamiento y compensación están compuestos por un par de prismas idénticos montados individualmente en monturas rotatorias. Este tipo de monturas permite una variación angular continua de 0° a $\pm 360^\circ$. El lado recto del primer prisma está colocado perpendicularmente a la dirección de los frentes de onda A y B .

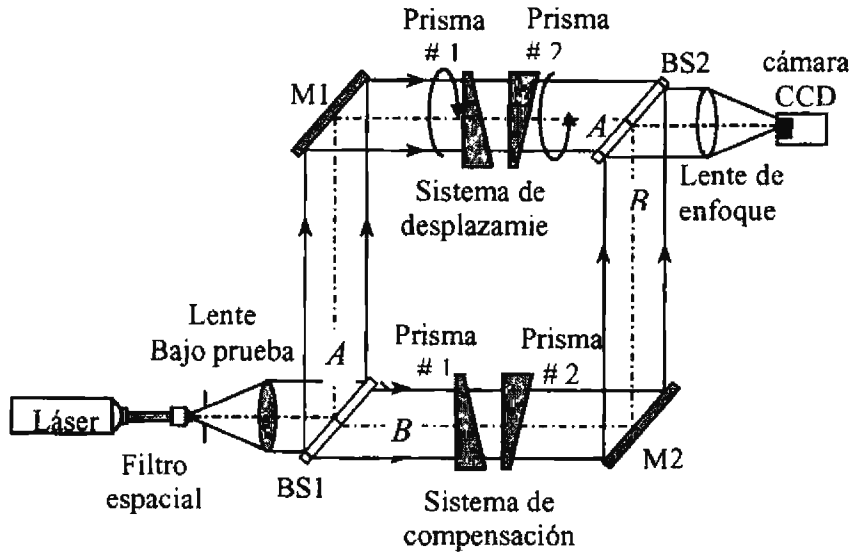


Figura 5.2. Arreglo experimental del interferómetro de desplazamiento vectorial utilizado en la prueba por transmisión de una lente biconvexa.

Se han definido las dos posiciones principales de los prismas para fijar los límites de desviación máximos y mínimos de los sistemas de desplazamiento y compensación. El caso de desviación mínima se presenta cuando la base menor del primer prisma se alinea con la base mayor del segundo prisma, (como se muestra en el capítulo tres).

La desviación es máxima cuando las bases menores de ambos prismas se encuentran alineadas. La posición inicial de los sistemas de desplazamiento y de compensación es la que genera la mínima desviación. Cada uno de los prismas del sistema de desplazamiento se puede rotar de manera independiente para determinar la magnitud y la dirección del desplazamiento del frente de onda A . Esta rotación puede realizarse manualmente por un operador.

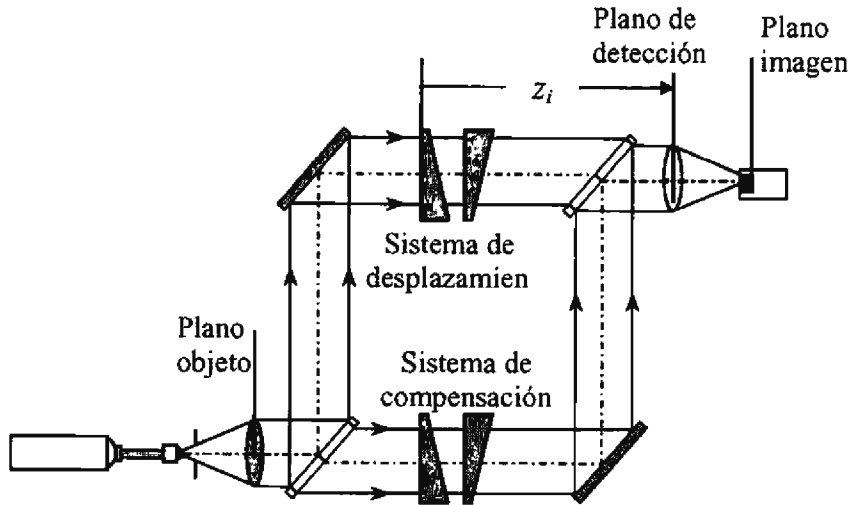


Figura 5.3. Localización de los planos objeto, de detección, e imagen en el interferómetro de desplazamiento vectorial.

La figura 5.3 muestra la ubicación del plano objeto, de detección, y el plano imagen en una de las configuraciones del interferómetro de desplazamiento vectorial. El plano objeto está definido por la posición del elemento óptico bajo prueba. La distancia z_i se mide desde la primer superficie del sistema de prismas hasta el plano de detección, ubicado después del divisor de haz BS2.

El interferómetro de desplazamiento vectorial tiene una configuración afocal lo cual permite la selección más apropiada del plano de detección. Sin embargo, dado que la desviación angular disminuye con la distancia, es conveniente localizar este plano cercano a la salida del divisor de haz, con la finalidad de maximizar el área de traslape entre ambos frentes de onda. El sistema de un sólo paso característico del interferómetro Mach-Zehnder se recomienda cuando se prueban frentes de onda con grandes aberraciones. Por lo que esta configuración ha encontrado una amplia aceptación en múltiples pruebas ópticas.

En nuestro arreglo, el objeto bajo prueba se localiza fuera del espacio propio del interferómetro. Por lo que es posible reducir las dimensiones del instrumento reducidas. Debida a que cada una de sus partes actúa independientemente, su construcción, control y ajuste puede simplificarse considerablemente. Por otra parte la posibilidad de ajustar la inclinación y posición de cada uno de sus componentes, así como la orientación de los prismas facilita la compensación y calibración hasta el obtener casi cero diferencia de caminos ópticos.

Sin embargo, la desventaja que se tiene al propagar los frentes de onda por caminos ópticos separados requiere mayor cuidado en la fabricación y el duplicado de los componente y la generación de condiciones ambientales apropiadas para todo el material.

Dentro de un entorno de laboratorio, con los componentes montados y fijos sobre una mesa estabilizada y aislada contra vibraciones estas condiciones se consiguen. En nuestro arreglo utilizamos dos conjuntos de prismas, uno para realizar los desplazamientos y otro para la compensación con la finalidad de minimizar las consecuencias de las turbulencias y vibraciones debidas a la separación de caminos ópticos. Además, la utilización de luz láser asegura franjas de alto contraste aún cuando los caminos ópticos no sean exactamente iguales.

Es importante señalar que todas las componentes del interferómetro se consideran de alta calidad, de tal forma que las deformaciones del frente de onda que se miden sean las del objeto bajo prueba.

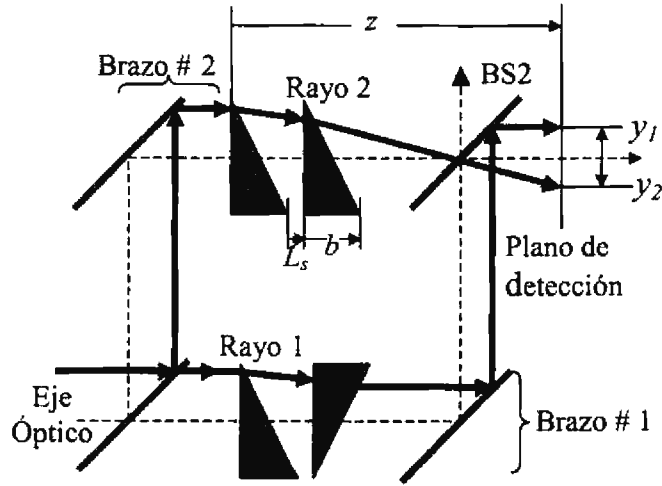


Figura 5.4. Camino óptico de un rayo incidente para posiciones extremas de los prismas. Aquí b es la base del prisma, y L_s es la separación mínima entre prismas. El rayo 1 pasa a través del sistema de compensación y llega al plano de detección con una altura y_1 . El rayo 2 es desviado por el sistema de desplazamiento y llega al plano de detección con una altura y_2 .

La diferencia de caminos ópticos correspondiente a un rayo se propaga a través del sistema en dos posiciones de desviación extremas en el interferómetro de desplazamiento vectorial.

Sin realizar aproximaciones y tomando en cuenta los parámetros de construcción de los prismas la diferencia de caminos ópticos estará dada por

$$OPD = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left[(y_1 + y_2) \sin \gamma_R \right] + \left[\left[\frac{2y_1 \sin \epsilon}{\cos \epsilon + \frac{2(n_p - 1)\epsilon \cos \frac{\omega}{2}}{n_p}} \right] - \left[\frac{2y_1 \sin^2 \epsilon \sin \left(2(n_p - 1)\epsilon \cos \frac{\omega}{2} \right)}{\cos \epsilon \cos \left(\epsilon + 2(n_p - 1)\epsilon \cos \frac{\omega}{2} \right)} \right] \right] \right] \quad (5.6)$$

Las distancias y_1 y y_2 corresponden a las alturas del rayo sobre el plano imagen, figura 5.3.

El resto de los parámetros se han definido anteriormente. En términos de la ecuación (5.6), la desviación total puede expresarse como

$$\gamma = 2(n-1)\epsilon \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\right) \quad (5.7)$$

La figura 5.5 muestra una representación de los prismas colocados en sus monturas rotatorias y los parámetros representativos como son el ángulo de desviación γ , las rotaciones de cada prisma ω_1 y ω_2 , la distancia de la base del segundo prisma a la superficie de detección z_i , y la magnitud del desplazamiento vectorial ρ_0 dada por

$$\rho_0 = \left| z \tan\left(2(n-1)\epsilon \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\right)\right) \right| \quad (5.8)$$

A partir de desplazamientos debidos a la rotación de los prismas se genera la transformación de una desviación angular en distancia lineal.

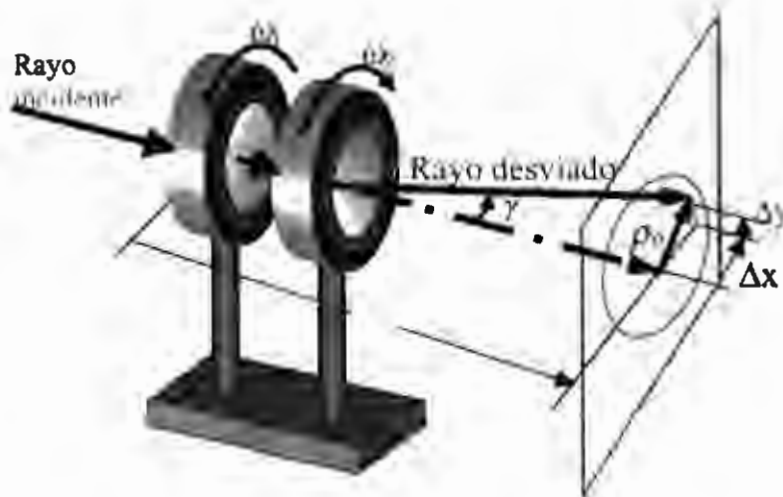


Figura 5.5. Los prismas montados en sus monturas rotatorias. Los parámetros más importantes son mostrados: la desviación γ , las rotaciones individuales de cada prisma (ω_1 , ω_2), la distancia z_i , y el vector de desplazamiento ρ_0 .

En la siguiente sección presentamos las simulaciones de los patrones de intensidad de aberraciones primarias como esperamos sean las detectadas por el interferómetro de desplazamiento vectorial. Finalmente mostraremos dos arreglos experimentales dentro de una amplia gama para realizar pruebas sobre componentes ópticos con y sin simetría de rotación tanto en transmisión como en reflexión.

5.4. Simulación de patrones interferométricos

Con la finalidad de anticipar el funcionamiento del interferómetro de desplazamiento vectorial, hemos simulado los patrones interferométricos generados por este instrumento, utilizando la ecuación general de interferencia de dos haces

$$I(x, y) = I_b + I_m \cos[W(x + \Delta x, y + \Delta y) - W(x, y)] \quad . \quad (5.9)$$

La irradiancia $I(x, y)$, está en función de la iluminación de fondo I_b , la amplitud de modulación I_m y la fase dada por el polinomio de aberración del frente de onda $W(x, y)$.

En los resultados aquí mostrados se considera que el área de interferencia se extiende hasta infinito por lo que ninguna de las simulaciones muestra el área de traslape característica de los dos haces que interfieren. Sólo se muestra la imagen correspondiente al centro del frente de onda dentro de una pupila de salida cuadrada en unidades de distancia normalizadas.

Establecemos un sistema de coordenadas por medio de un par de líneas perpendiculares que se cruzan en el centro de onda original como referencia. El sistema de coordenadas está alineado respecto de las direcciones de desplazamiento manteniendo la misma referencia respecto del centro de la pupila cuadrada. Cada uno de los puntos del frente de onda desplazado se traslada por la rotación del prisma, y es debido a este desplazamiento que los patrones interferométricos aparecen desplazados respecto de las coordenadas del centro de la pupila de referencia como se muestra en los incisos (b) (c) y (d) de las figuras 5.6 a 5.9.

La primera fila de cada figura, de la segunda a la cuarta columna, muestra las líneas que corresponden a los ejes desplazados. El origen de coordenadas hacia donde se trasladó el centro del frente de onda se indican mediante un punto, la distancia entre ambos orígenes de coordenadas es proporcional al vector ρ_0 , aunque éste no se muestra en las figuras. La magnitud del desplazamiento del eje no está dibujada a escala.

En las figuras 5.6 a la 5.9 se muestran los patrones de intensidad interferométricos como predichos serán obtenidos mediante el interferómetro de desplazamiento vectorial para las aberraciones primarias: aberración esférica, astigmatismo, coma, y la suma de todas ellas. Como comparación, en la primera columna de estas figuras, se incluyen imágenes correspondientes a las mismas aberraciones generadas en un interferómetro convencional. La aberración distorsión no se considera ya que depende de las dimensiones de la pupila y generalmente no se detecta. La curvatura de campo corresponde a un desplazamiento longitudinal del foco por lo que tampoco se considera y las aberraciones cromáticas son intrínsecas en nuestro arreglo ya que utilizamos luz monocromática.

Los resultados se presentan en arreglos matriciales de 3 filas por 4 columnas. La primera fila muestra los resultados las franjas obtenidas dentro de foco ($c_{02} = -2$), la segunda las representa en foco ($c_{02} = 0$), y la tercera ilustra fuera de foco ($c_{02} = 2$). La primer columna, marcada con la letra (a), se muestran los patrones de franjas obtenidos en un interferómetro Mach-Zehnder.

Las tres columnas restantes, identificadas como b, c, y d, muestran las simulaciones de los patrones de intensidad generados en el interferómetro de desplazamiento vectorial para diferentes valores de ϖ , Δx , Δy , ρ_0 , y θ_0 . Las simulaciones de estas tres columnas muestran los resultados considerando prismas idénticos, en forma y material, con un índice de refracción, $n = 1.5$, y un ángulo de vértice $\varepsilon = 5$.

La segunda columna muestra los patrones de intensidad cuando $\Delta x = 0.75$ mm y $\Delta y = 1.5$ mm. El frente de onda ha sido desplazado respecto del frente de onda original cuya magnitud esta dada por el vector $\rho = 1.67$ mm, y un ángulo $\theta = 63.4^\circ$, y un ángulo relativo entre prismas $\varpi = 158^\circ$. La tercer columna muestra los patrones de intensidad para $\Delta x = 1.5$ mm y $\Delta y = 1$ mm. Aquí el desplazamiento entre los centros de los frentes de onda y el desplazado es $\rho_0 = 1.8$ mm, y los ángulos $\theta_0 = 33.6^\circ$, y $\varpi = 156^\circ$. La cuarta columna muestra los patrones de intensidad cuando $\Delta x = -1.5$ mm y $\Delta y = 3$ mm. En este caso $\rho_0 = 3.34$ mm, $\theta_0 = -63.4^\circ$, y $\varpi = 134^\circ$.

5.4.1. Aberración esférica

La figura 5.6 muestra los patrones de intensidad simulados producidos por la suma de 3 ondas de aberración esférica, para las 3 posiciones a lo largo del eje óptico en un interferómetro Mach-Zehnder y en el interferómetro de desplazamiento vectorial (b – d).

Las franjas debidas a la aberración esférica generadas dentro de foco son similares a las franjas de un interferómetro convencional a coma pero rotadas. En foco, y dentro de foco los patrones de coma parecen volverse más planos. Además, la densidad de franjas se incrementa con la distancia a lo largo del eje óptico.

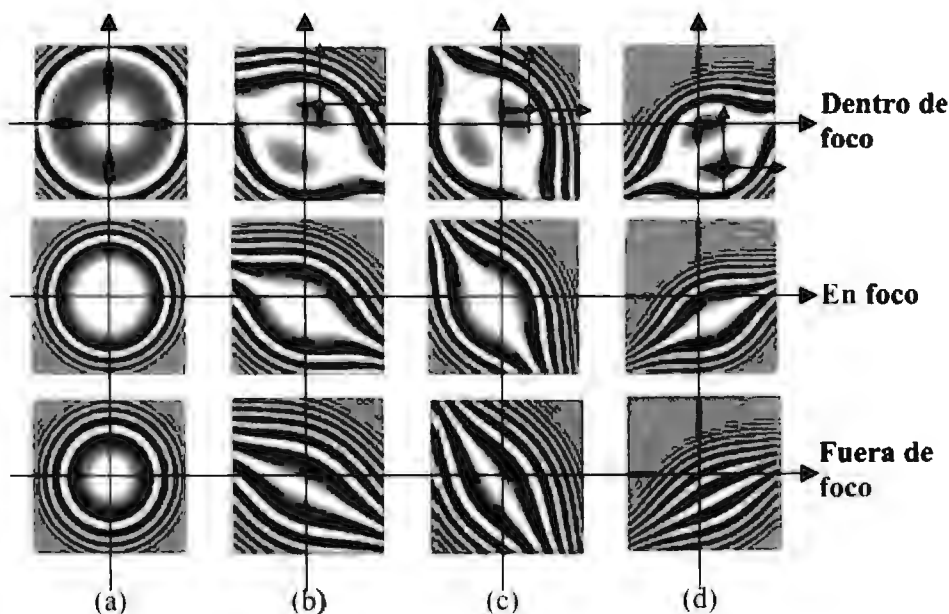


Figura 5.6. Patrones interferométricos producidos por tres ondas de aberración esférica, para tres posiciones a lo largo del eje óptico, en: (a) el interferómetro Mach-Zehnder; y en el interferómetro de desplazamiento vectorial con (b) $\Delta x = 0.75$ mm, $\Delta y = 1.5$ mm, $\rho = 1.67$ mm, $\theta = 63.4^\circ$, y $\varpi = 158^\circ$; (c) $\Delta x = 1.5$ mm, $\Delta y = 1$ mm, $\rho = 1.8$ mm, $\theta = 33.6^\circ$, y $\varpi = 156^\circ$; (d) $\Delta x = -1.5$ mm, $\Delta y = 3$ mm, $\rho = 3.35$ mm, $\theta = -63.4^\circ$, y $\varpi = 134^\circ$.

Por otro lado la densidad de franjas se incrementa a medida que aumenta la magnitud del vector de desplazamiento. La aberración esférica pura podría detectarse visualmente reduciendo la cantidad del desplazamiento o reduciendo la distancia a lo largo del eje. Las franjas son perpendiculares a la dirección del desplazamiento. Si cambia la dirección del desplazamiento cambia la orientación de las franjas. El centro del frente de onda tiende a desplazarse en dirección del ángulo θ_0 .

5.4.2. Astigmatismo

La figura 5.7 muestra los patrones de intensidad producidos por 3 ondas de astigmatismo a 0 o 90 grados, para las tres posiciones a lo largo del eje óptico en el interferómetro Mach–Zehnder y en el interferómetro de desplazamiento vectorial (b – d).

La presencia de franjas rectas inclinadas respecto de la dirección del desplazamiento indican la presencia de astigmatismo. Dentro de foco la dirección de las franjas se invierte al pasar a través del foco. Únicamente en foco las franjas son claramente perpendiculares a dirección del desplazamiento, no así dentro y fuera de foco. Dentro de foco el número de franjas se incrementa a medida que el vector ρ_0 se incrementa, pero fuera de foco el número de franjas decrece a medida que el vector ρ_0 incrementa. Dentro y fuera de foco, las franjas de los patrones de intensidad del interferómetro de desplazamiento vectorial tienen orientación similar a las obtenidas en el interferómetro Mach Zehnder. En estas figuras la dirección del desplazamiento y el centro de los interferogramas no es detectada.

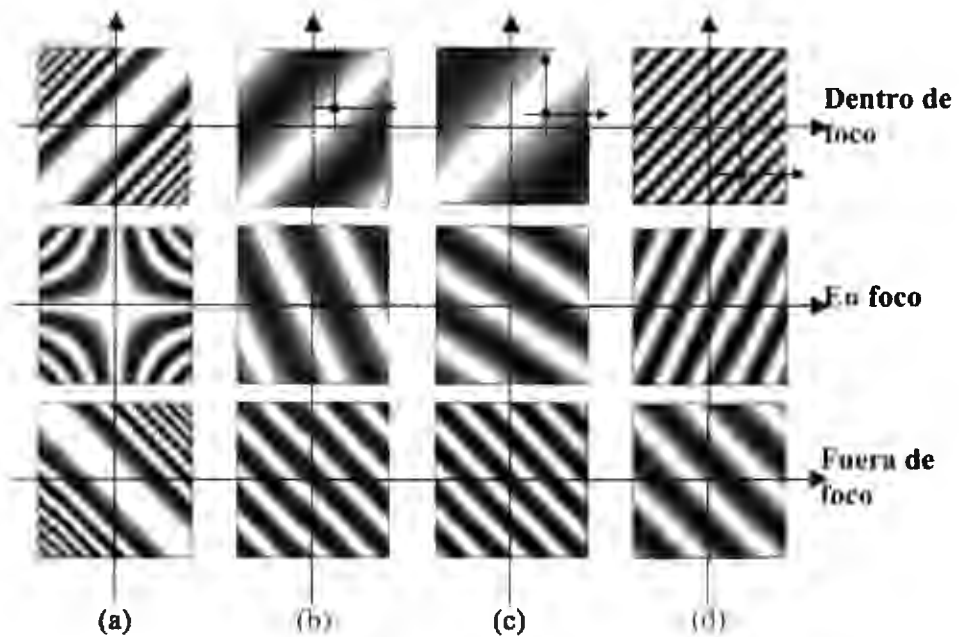


Figura 5.7. Patrones interferométricos producidos por tres ondas de astigmatismo a 0 o 90 grados, para tres posiciones a lo largo del eje óptico, en: (a) el interferómetro Mach-Zehnder; y en el interferómetro de desplazamiento vectorial con (b) $\Delta x = 0.75$ mm, $\Delta y = 1.5$ mm, $\rho = 1.67$ mm, $\theta = 63.4^\circ$, y $\varpi = 158^\circ$; (c) $\Delta x = 1.5$ mm, $\Delta y = 1$ mm, $\rho = 1.8$ mm, $\theta = 33.6^\circ$, y $\varpi = 156^\circ$; (d) $\Delta x = -1.5$ mm, $\Delta y = 3$ mm, $\rho = 3.35$ mm, $\theta = -63.4^\circ$, y $\varpi = 134^\circ$.

5.4.3. Coma

La figura 5.8 muestra los patrones de interferencia simulados producidos mediante la aberración de coma, para las 3 posiciones a lo largo del eje óptico en un interferómetro Mach-Zehnder y en el interferómetro de desplazamiento vectorial (b – d).

Los patrones correspondientes al interferómetro de desplazamiento vectorial muestran que el centro de las franjas elípticas cambia a lo largo del eje óptico. El desplazamiento del centro de estas franjas se incrementa con el incremento del ángulo θ_0 .

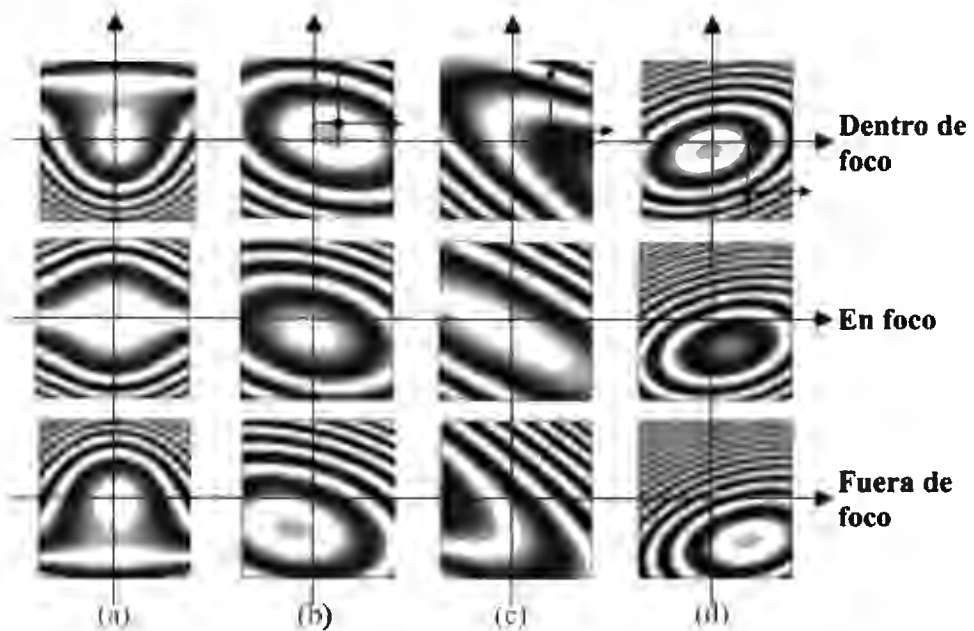


Figura 5.8. Patrones interferométricos producidos por tres ondas de coma, para tres posiciones a lo largo del eje óptico, en: (a) el interferómetro Mach-Zehnder; y en el interferómetro de desplazamiento vectorial con (b) $\Delta x = 0.75$ mm, $\Delta y = 1.5$ mm, $\rho_0 = 1.67$ mm, $\theta = 63.4^\circ$, y $\varpi = 158^\circ$; (c) $\Delta x = 1.5$ mm, $\Delta y = 1$ mm, $\rho_0 = 1.8$ mm, $\theta = 33.6^\circ$, y $\varpi = 156^\circ$; (d) $\Delta x = -1.5$ mm, $\Delta y = 3$ mm, $\rho_0 = 3.35$ mm, $\theta = -63.4^\circ$, y $\varpi = 134^\circ$.

No hay cambio en la dirección de las franjas a medida que se pasa desde un punto dentro de foco hasta fuera de foco. Una vez más, la densidad de franjas se incrementa a medida que el vector ρ_0 se incrementa.

No se muestran las franjas hiperbólicas que comúnmente se aparecen en los interferómetros de desplazamiento lateral debidas a la aberración de coma ya que estas franjas aparecen únicamente con desplazamientos en dirección sagital. Las franjas elípticas se generan en dirección tangencial Δy y predominan cuando los desplazamientos del frente de onda se realizan en una dirección arbitraria

5.4.4 Mezcla de aberraciones

La figura 5.9 ilustra los patrones simulados producidos por la suma de las aberraciones descritas anteriormente: aberración esférica, astigmatismo, y coma, para las 3 posiciones a lo largo del eje óptico en el interferómetro Mach-Zehnder, y en el interferómetro de desplazamiento vectorial (b-d).

En estas simulaciones se enfatiza el efecto de incrementar la magnitud del vector ρ_0 incrementando la densidad de franjas, así como la traslación fuera del origen de referencia.

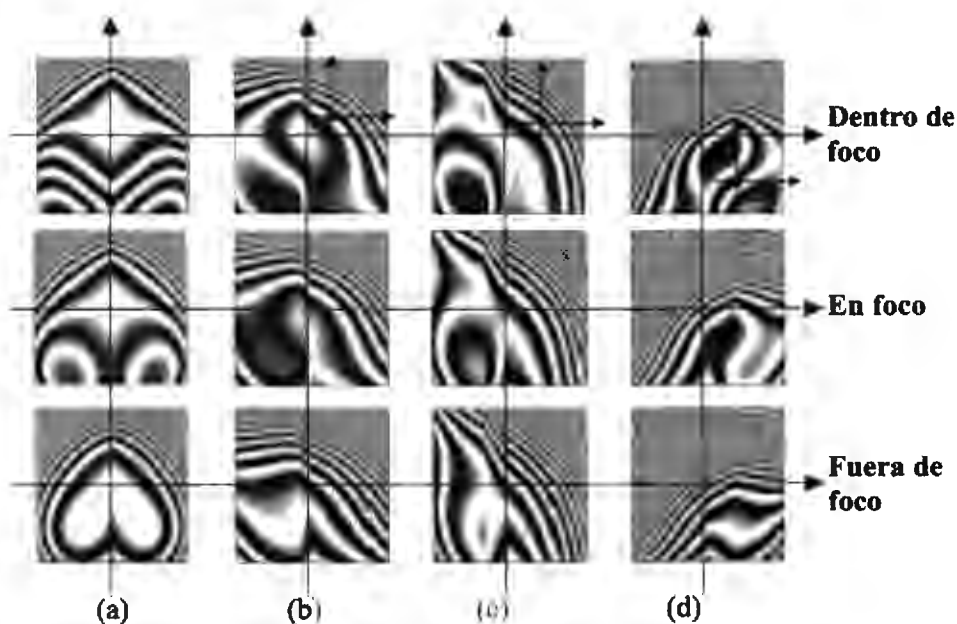


Figura 5.9. Patrones interferométricos producidos por la suma de las tres aberraciones antes analizadas, para tres posiciones a lo largo del eje óptico, en: (a) el interferómetro Mach-Zehnder; y en el interferómetro de desplazamiento vectorial con: (b) $\Delta x = 0.75$ mm, $\Delta y = 1.5$ mm, $\rho = 1.67$ mm, $\theta = 63.4^\circ$, y $\varpi = 158^\circ$; (c) $\Delta x = 1.5$ mm, $\Delta y = 1$ mm, $\rho = 1.8$ mm, $\theta = 33.6^\circ$, y $\varpi = 156^\circ$; (d) $\Delta x = -1.5$ mm, $\Delta y = 3$ mm, $\rho = 3.35$ mm, $\theta = -63.4^\circ$, y $\varpi = 134^\circ$.

El valor del ángulo θ_0 permanece constante si los incrementos mantienen la misma razón entre sí, aún cuando la magnitud neta del vector ρ_0 cambia. Similarmente, hay un número infinito de valores de $\omega_1 - \omega_2$ para un solo valor del ángulo relativo entre prismas ω , por lo que el vector ρ_0 podría permanecer constante seleccionando los valores de las rotaciones de cada prisma adecuadamente

5.4.5. Comparación experimental

La figura 5.10 muestra los patrones interferométricos experimentalmente obtenidos en transmisión de una lente positiva con 3λ de aberración esférica. La figura 5.10 (a) está dentro de foco y con desplazamientos $\Delta x = -2$ mm y $\Delta y = 3$ mm. La figura 5.10 (b) se muestra el patrón de interferencia en foco cuando $\Delta x = -2.5$ mm y $\Delta y = 4$ mm. La Figura 10 (c) se muestra el patrón de interferencia en foco cuando $\Delta x = -3.5$ mm y $\Delta y = 3.5$ mm.

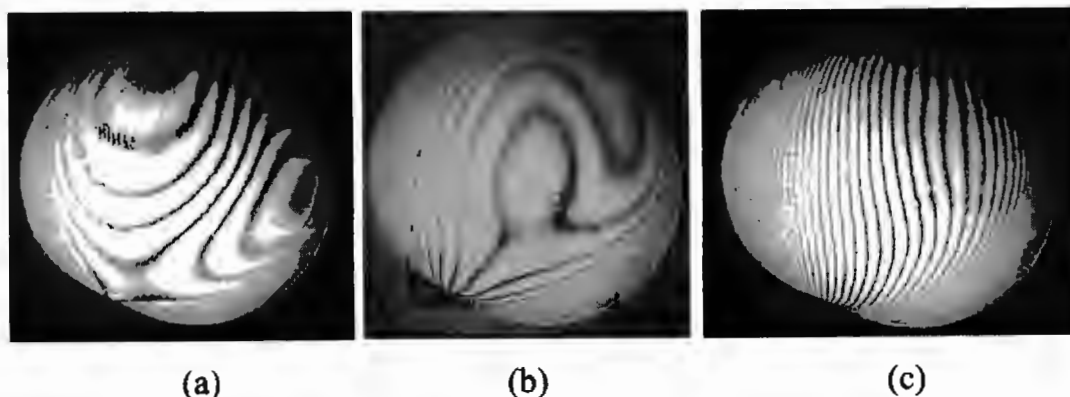


Figura 5.10. Patrones interferométricos experimentalmente obtenidos por transmisión de una lente positiva real con 3λ de aberración esférica correspondiente a los valores de desplazamiento; (a) $\Delta x = -2$ mm, $\Delta y = 3$ mm dentro de foco; (b) $\Delta x = -2.5$ mm, $\Delta y = 4$ mm en foco, y (c) $\Delta x = -3.5$ mm, $\Delta y = 3.5$ mm fuera de foco.

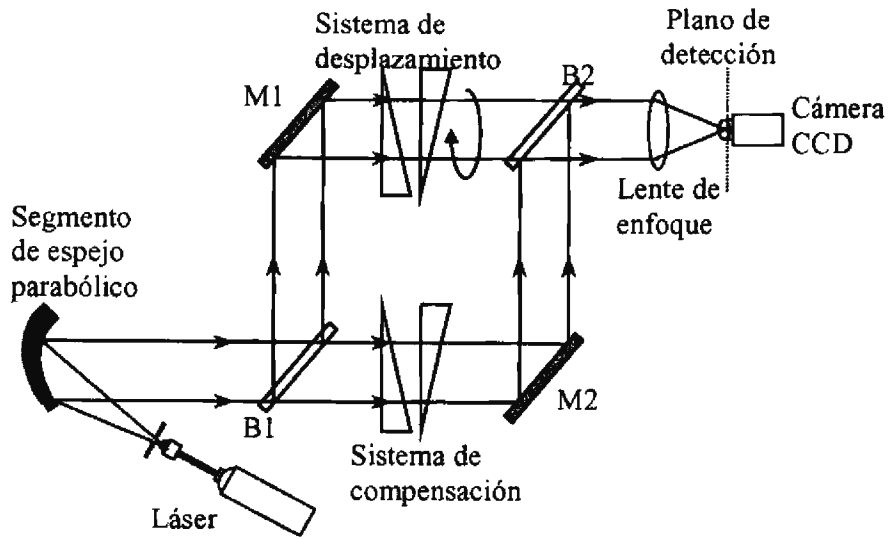


Figura 5.11. Arreglo experimental de interferómetro de desplazamiento vectorial para la prueba de un segmento de espejo parabólico por reflexión.

Comparando estos resultados experimentales con las simulaciones presentadas en la columna (d) de la figura 5.6 donde se muestra el patrón de interferencia con aberración esférica de 3λ verificamos la certeza de nuestras simulaciones. Los patrones son claramente reproducidos.

5.5. Resultados experimentales

Se implementaron diferentes configuraciones aplicables a la detección de elementos ópticos tanto simétricos como asimétricos basadas en colimar el haz incidente ya sea por refracción o transmisión. Las Figuras 5.2 y 5.11 ilustran dos de un número de posibles arreglos experimentales los cuales hemos utilizado para obtener y grabar los interferogramas con el interferómetro de desplazamiento vectorial.

El primer arreglo es utilizado para la prueba de frentes de onda por transmisión, y el segundo por refracción. En ambiente de laboratorio es posible obtener desplazamientos tan pequeños hasta considerarlos desplazamientos diferenciales.

5.5.1. Prueba por transmisión

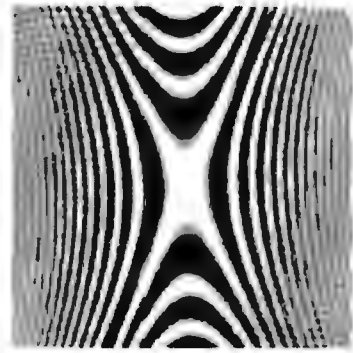
La figura 5.2 muestra un ejemplo del arreglo experimental del interferómetro de desplazamiento vectorial utilizado para la prueba por transmisión de una lente biconvexa. La figura 5.12 muestra los patrones interferométricos correspondientes a esta lente. El patrón experimentalmente obtenido con los parámetros de desplazamiento $\Delta x = 0.65$ mm y $\Delta y = 3.25$ mm se muestran en la figura 5.12 (a). La simulación utilizando los mismos parámetros de desplazamiento se muestra en la figura 5.12 (b). Mediante la simulación, identificamos la presencia de las siguientes aberraciones de la lente bajo prueba: -1λ de inclinación, -1.8λ de coma, -1λ de astigmatismo, y -0.05λ de esférica.



Figura 5.12. Patrones de interferencia correspondientes a una lente: (a) experimentalmente obtenido en nuestro interferómetro de desplazamiento vectorial con los parámetros de desplazamiento $\Delta x = 0.65$ mm, $\Delta y = 3.25$ mm. (b) Simulación utilizando los mismos parámetros de desplazamiento identificando las siguientes aberraciones de la lente bajo prueba: -1λ de inclinación, -1.8λ de coma, -1λ de astigmatismo, y -0.05λ de esférica.



(a)



(b)

Figura 5.13. Patrones de interferencia correspondientes a un segmento de espejo parabólico: (a) experimentalmente obtenido en nuestro interferómetro de desplazamiento vectorial con los parámetros de desplazamiento $\Delta x = 0.15$ mm, $\Delta y = 3.5$ mm. (b) Simulación utilizando los mismos parámetros de desplazamiento identificando las siguientes aberraciones: -0.001λ de inclinación, -1.5λ coma, -0.1λ astigmatismo, y -0.02λ de esférica.

5.5.2. Prueba por reflexión

La figura 5.11 muestra el arreglo del interferómetro de desplazamiento vectorial para una prueba por reflexión de un segmento de espejo parabólico. El interferograma del espejo obtenido experimentalmente con desplazamientos $\Delta x = 0.15$ mm y $\Delta y = 0.35$ mm se muestra en la figura 5.13 (a). La simulación con los mismos parámetros de desplazamiento se muestra en la figura 5.13 (b). En este caso se identificaron las siguientes aberraciones: -0.001λ de inclinación, -1.5λ de coma, -0.1λ de astigmatismo, y -0.02λ de esférica.

A pesar de que el interferómetro de desplazamiento vectorial está compuesto por prismas que trabajan en transmisión, las reflexiones fantasmas, no afectan el contraste de los patrones de intensidad. El vértice de los prismas reduce significativamente el número de reflexiones fantasmas dentro del interferómetro y la cantidad de luz directa sobre el detector.

Una desventaja común en muchos interferómetros es que las monturas utilizadas para generar la inclinación del frente de onda son fijas, posiblemente afianzadas a la mesa óptica, lo cual limita la exactitud y el rango dinámico de los desplazamientos, inhibiendo la implementación de largos desplazamientos. Monturas rotatorias están también firmemente sujetas a la mesa pero el desplazamiento del frente de onda no depende del movimiento de translación de ningún elemento óptico, sólo del plano de rotación de las monturas.

5.5.3 *Alineación*

El interferómetro de desplazamiento vectorial podría ser utilizado para autoalineación y autoreferencia incorporándolo en diferentes sistemas ópticos. En la figura 5.14 mostramos tres interferogramas experimentalmente obtenidos en diferentes condiciones de alineación. Bajo condiciones perfectas de alineación se observa un número de franjas mínimo, figura 5.14 (a). La figura 5.14 (b) muestra el mismo interferograma cuando el sistema óptico está alineado y los prismas desalineados.

Esencialmente observamos el mismo patrón de franjas pero ligeramente inclinado y con un mayor número de franjas. El interferograma de la figura 5.14 (b) tiene un gran número de franjas donde su forma original se ha perdido correspondiente a la desalineación del sistema y de los prismas. La correcta alineación del sistema da como resultados un menor número de franjas, cuya forma corresponde a la de la aberración dominante.

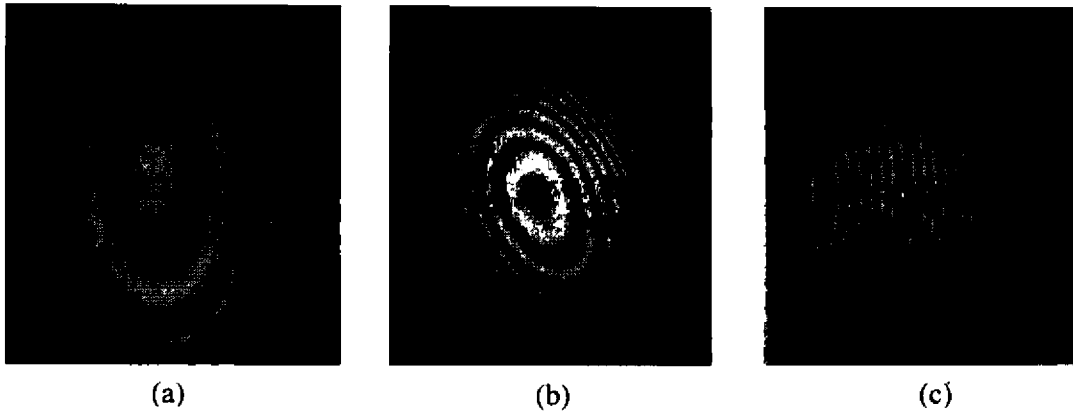


Figura 5.14. Patrones interferométricos de una lente obtenidos experimentalmente cuando: (a) el sistema óptico y los prismas están alineados, (b) el sistema óptico está alineado y los prismas están desalineados y (c) el sistema óptico y los prismas están desalineados.

5.6. Conclusiones

Se ha conceptualizado, predicho y demostrado el funcionamiento de un nuevo tipo de interferómetro de desplazamiento con capacidades muy significativas de controlar la magnitud y la dirección de un frente de onda.

El desplazamiento y la inclinación son variables y se puede realizar en cualquier dirección lo cual es particularmente benéfico en los métodos donde la orientación y el número de franjas deber ser parámetros conocidos.

Los patrones interferométricos generados con el interferómetro de desplazamiento vectorial exhiben un movimiento de la coordenada central de los patrones de intensidad respecto del

frente de onda original. El patón de franjas tiende a rotar en la dirección opuesta a la dirección de desplazamiento del vector ρ_0 . La densidad de franjas se incrementa a medida que la magnitud del vector desplazamiento ρ_0 se incrementa. Las simulaciones prometen la posibilidad de detección de aberraciones puras así como la determinación de su posición a lo largo del eje óptico.

El interferómetro de desplazamiento vectorial es un instrumento flexible que puede ser adaptado como una alternativa en la prueba de elementos ópticos con y sin simetría de rotación. Se obtuvieron los patrones de intensidad de elementos esféricos y esféricos de forma experimental para desplazamientos diferenciales, pequeños y grandes, además ha demostrado su efectividad en la alineación de sistemas ópticos.

Referencias del capítulo 5

Elster, C., Weingärtner, I., "Solution to the shearing problem," *Appl. Opt.*, **38** (23), pp 5024-5031, (1999).

Flores J., Paez G., Strojnik M., "Design of diluted-aperture mirror using the practical cut-off frequency," *Appl. Opt.*, **38** (28), pp 6010-6018, (1999).

Paez G., Strojnik M. S., "Fringe analysis and phase reconstruction from modulated intensity patterns," *Opt. Lett.*, **22** (22), 1669-1671 (1997).

Paez G., Strojnik M. S., "Convergent, recursive phase reconstruction from noisy, modulated intensity patterns using synthetic interferograms," *Opt. Lett.*, **23** (6), 406-408 (1998).

Paez G., Strojnik M. S., "Phase shifted interferometry without phase unwrapping: reconstruction of a decentered wave front," *J. Opt. Soc. Am. A*, **16**, pp 475-480 (1999a).

Paez G., Scholl M. S., "Thermal contrast detected with a thermal detector," *Infr. Phys & Tech.*, **40**, 109-116 (1999b).

Scholl M. S., Lawrence G. N., "Adaptive Optics for in-orbit aberration correction – feasibility study," *Appl. Opt.*, **34** (31), pp 7295-7301 (1995).

Strojnik M. S., Paez G., "Testing the aspherical surfaces with the differential rotational-shearing interferometer" in Fabrication and testing of aspheres, A. Lindquist, M. Piscotty, and J. Taylor, eds. Vol. 24 of 1999 OSA Trends Optics and Photonics, (Optical Society of America, Washington DC, 1999), pp 119-123 (1999).

Capítulo 6

Sensibilidad y precisión del interferómetro de desplazamiento vectorial

6.1. Introducción

Una de las características más importantes del interferómetro de desplazamiento vectorial es la posibilidad de modificar su sensibilidad. La rotación controlada del sistema de prismas introduce desplazamientos diferenciales y totales del frente de onda, combinando las ventajas de los interferómetros convencionales altamente sensibles y la baja sensibilidad de los interferómetros de desplazamiento más comunes. El interferómetro de desplazamiento vectorial permite la optimización de los parámetros de las mediciones relacionados a elementos ópticos específicos y sin utilizar referencias externas. La variación de la magnitud y dirección de la sensibilidad se demuestra experimentalmente.

6.2. Antecedentes

Actualmente existe un creciente interés en el desarrollo de nuevas técnicas de prueba y fabricación de componentes y sistemas ópticos, (Matsuda [1999a], Leibbrandt[1999]), especialmente en aquellos que carecen de simetría de rotación, (Scholl [1995a, 1996a]). Debido a los requerimientos de espacio y ligereza de los modernos dispositivos ópticos (Plummer [1982], Flores [1999]). Los elementos ópticos asimétricos frecuentemente reemplazan varios componentes tradicionales para reducir o eliminar aberraciones (Sasian [1994], Scholl [1996b]: una superficie esférica reemplaza varias superficies esféricas. En algunos casos los sistemas ópticos asimétricos proveen la mejor o única solución a problemas específicos de diseño y restricciones de espacio (Paez [1999a], Scholl [1997]). Desgraciadamente la fabricación y prueba de estos componentes se vuelve demasiado laboriosa y cara convirtiéndose en una gran desventaja.

Las pruebas interferométricas tradicionales no solucionan el problema de la prueba de componentes de formas asimétricas (Geary [1992]). Estos componentes producen patrones de intensidad con una gran densidad de franjas, debido a la gran diferencia de caminos ópticos introducida respecto del componente de referencia disponible. Esto comúnmente evita la recuperación de la información de fase debido a la formación de franjas espurias.

Más aún, el problema de analizar patrones interferométricos de intensidad modulada con alta densidad de franjas no es exclusivo de la prueba de elementos esféricos. Algunas otras pruebas interferométricas como el estudio de homogeneidad en materiales transparentes, o el

análisis de esfuerzos en objetos rígidos también generan patrones con alta densidad de franjas. También pueden aparecer en pruebas preliminares de elementos convencionales durante el proceso de fabricación.

Una de las más importantes características del interferómetro de desplazamiento vectorial es que son instrumentos autoreferenciados: comparan el frente de onda bajo prueba consigo mismos. Los patrones de intensidad generados con estos interferómetros muestran el cambio de la fase con la distancia a través de la abertura del elemento óptico bajo prueba. Los patrones de franjas representan algo más cercano a la derivada del frente de onda en tanto el desplazamiento se aproxime a cero (Saxena [1982]). Métodos numéricos aplicando mínimos cuadrados se utilizan comúnmente para ajustar y obtener la reconstrucción del polinomio de aberraciones (Rimmer [1974a], Elster, [1999], Harbers [1996]). Este método requiere al menos dos interferogramas cuyas direcciones de desplazamiento con la finalidad de discriminar entre aberraciones simétricas y asimétricas. Sin embargo, algunos interferómetros de desplazamiento encuentran la derivada de la función de fase a lo largo de una sola dirección.

Uno de los interferómetros de desplazamiento lateral más utilizados consiste en una placa plano paralela para desplazar el frente de onda en dos direcciones ortogonales (Schwider [1990], Sriram [1993], Sirohi [1987]). Este sistema ha sido incorporado a varios sistemas interferométricos como sistema de desplazamiento a pesar de presentar algunas desventajas. El desplazamiento del frente de onda se produce mediante la rotación de la placa plano paralela. La dirección del haz reflejado en la parte posterior se modifica a medida que la

placa rota, lo cual provoca que el elemento bajo prueba deba ser ajustado para compensar el cambio de ángulo de incidencia. Además, la placa plano paralela suele reemplazarse con una cuña para introducir la cantidad adecuada de inclinación entre los frentes de onda que interfieren. Por otra parte, el desplazamiento máximo en sistemas basados en placas plano paralelas es por lo general limitado a ángulos de incidencia cercanos a 45° , y con intervalos de rotación de 0° a 90° (Yatagai [1984], Hariharan [1975]).

El interferómetro de desplazamiento vectorial compensa la inclinación, en cualquier orientación, sin modificar el ángulo de incidencia y realizando rotaciones continuas en un intervalo de 0° a $\pm 180^\circ$. Por lo que no es necesario ajustar ni el objeto bajo prueba ni el plano de detección. Además, no es necesario intercambiar el sistema de desplazamiento para introducir la inclinación requerida al sólo rotar los prismas. Adicionalmente, la introducción de inclinación respecto de la dirección de desplazamiento simplifica la interpretación de patrones de franjas correspondientes a muy pequeñas aberraciones (Scholl [1996c]). En el caso de grandes aberraciones es ventajoso trabajar con cero o cerca de cero inclinación introduciendo muy pequeños desplazamientos (Rimmer [1974b]). El interferómetro de desplazamiento vectorial realiza ambas posibilidades.

El sistema desplazamiento determina la diferencia de caminos ópticos del frente de onda desplazado por la acción de la rotación de los prismas. En comparación con otros métodos (Matsuda [1999b], Schwider [1984]), el sistema propuesto permite una mayor cantidad de desplazamientos y en múltiples direcciones. Lo simple de su diseño facilita su posible adaptación para los presentes tiempos de interés de automatización. Este instrumento es

150

capaz de generar patrones de franjas que representan la derivada direccional del frente de onda bajo estudio, en prácticamente cualquier trayectoria. Recientemente se han desarrollado métodos de interpretación de franjas que permiten la interpretación de franjas utilizando la técnica de interpretación por gradiente de línea (Paez [1997], [1999b]) aplicable aun en patrones de franjas con muy alta densidad de franjas. En este caso, el interferómetro de desplazamiento vectorial es particularmente útil (Strojnik [1999]).

En las siguientes secciones, se presenta un análisis del sistema de desplazamiento y de la sensibilidad de interferómetro. Se muestra la dependencia de la densidad de franjas respecto del ángulo entre los prismas ϖ . Adicionalmente, se analiza la exactitud del sistema de desplazamiento y se presenta el análisis de la resolución del sistema de adquisición de imágenes. Finalmente, se presentan los resultados experimentalmente obtenidos con el interferómetro de desplazamiento vectorial en los cuales la orientación y la densidad de franjas se controla mediante la rotación de sistema de prismas. Los resultados constatan la factibilidad de utilizar al interferómetro de desplazamiento vectorial en la detección de frentes de onda con pequeñas y grandes aberraciones.

6.3. Sistema de desplazamiento

El principio de operación del sistema de desplazamiento se fundamenta en las características de desviación de un par de prismas de cuña respecto de su eje mecánico. Este sistema se utiliza para desviar o introducir inclinación en un haz de luz. La figura 6.1 muestra la

desviación de un rayo que incide colineal al eje óptico al ser propagado a través del sistema de prismas. La dirección del rayo ala salida del sistema de desplazamiento está dada por los ángulos α , β , y γ . Donde, ω_1 y ω_2 indican los ángulos de rotación del primer y segundo prisma respectivamente respecto del eje x . EL ángulo relativo entre prismas, ϖ , está dado por la diferencia de los ángulos, $\omega_1 - \omega_2$. Los vectores ρ_1 y ρ_2 representan los desplazamientos sobre el plano de detección debidos a las desviaciones individuales y separadas de los prismas # 1 ó # 2, respectivamente. Esto significa que si se utilizan prismas idénticos estos generan desviaciones idénticas al utilizarlos de manera separada. La dirección del vector resultante puede ser modificada si ambos prismas contribuyen con su desplazamiento formando el sistema de prismas de desplazamiento.

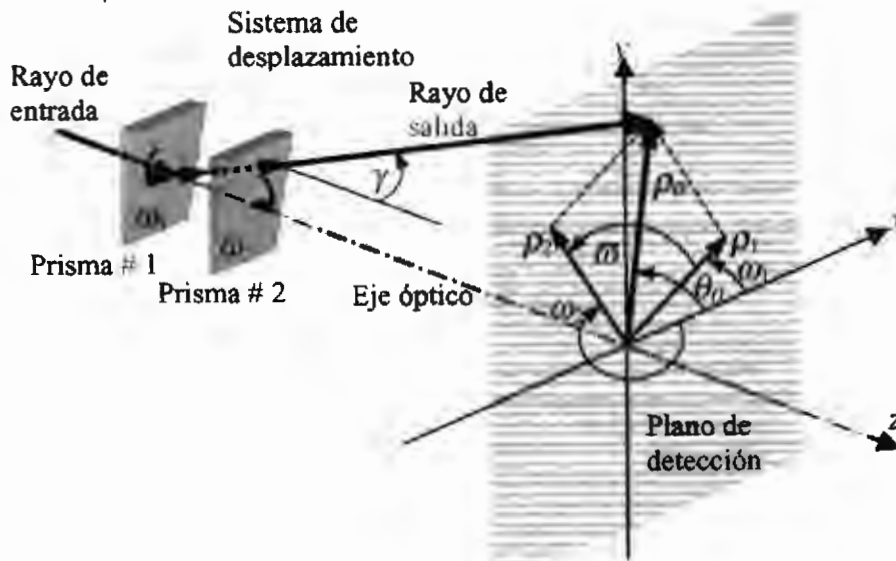


Figura 6.1. El sistema de desplazamiento. La rotación de ambos prismas (ω_1 , ω_2) contribuye a la desviación total. El ángulo relativo entre prismas ϖ es igual a la diferencia de los ángulos $\omega_1 - \omega_2$. El desplazamiento total del frente de onda ρ_0 es la suma vectorial de las desviaciones individuales ρ_1 y ρ_2 , cuya dirección está dada por el ángulo θ_0 .

Por lo tanto, el desplazamiento total dado por el vector ρ_0 , es igual a la suma vectorial de los vectores ρ_1 y ρ_2 . La desviación resultante de la rotación del sistema de prismas se convierte en distancia en el plano de detección. Los ángulos ω_1 y ω_2 definen la dirección de ρ_1 y ρ_2 , mientras que el ángulo θ_0 define la dirección del vector ρ_0 . Entonces la máxima desviación se logra cuando el ángulo relativo entre prismas ϖ , es igual a 0° , cuando $\omega_1 = 0^\circ$ y $\omega_2 = 0^\circ$. La mínima desviación se logra cuando ϖ es igual a $\pm 180^\circ$, cuando $\omega_1 = 0^\circ$ y $\omega_2 = \pm 180^\circ$.

La figura 6.2 muestra los frentes de onda original y desplazado en el plano de detección del interferómetro de desplazamiento vectorial. Las cantidades Δx y Δy , son las componentes del desplazamiento neto a lo largo de las direcciones x y y , y corresponden a los desplazamientos sagital y tangencial de los interferómetros convencionales

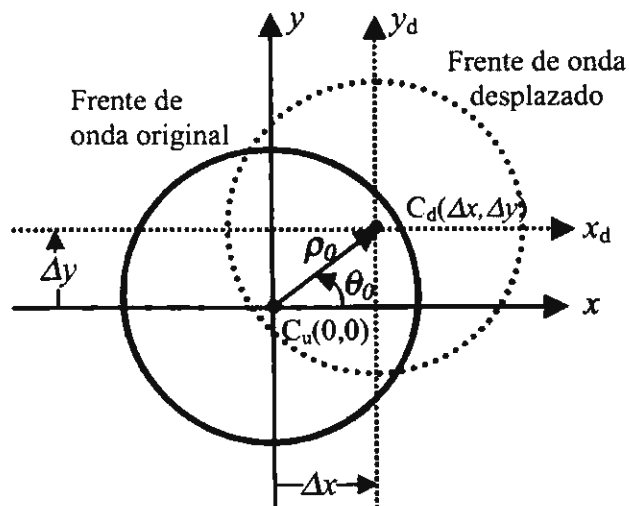


Figura 6.2. Frentes de onda original y desplazado en el plano de detección del interferómetro de desplazamiento vectorial. El desplazamiento del frente de onda se realiza en cualquier dirección arbitrariamente seleccionada

La traslación del frente de onda desplazado genera un nuevo sistema de coordenadas. El origen de coordenadas (0,0) corresponde al centro del frente de onda no modificado C_u . Las coordenadas $(\Delta x, \Delta y)$ corresponden al centro de onda desplazado, C_d . Cada uno de los puntos a su vez se desplazan la misma cantidad y en la misma dirección. El desplazamiento neto del frente de onda desplazado es la distancia entre los dos orígenes de coordenadas C_u y C_d , dado por la magnitud del vector ρ_0 , denotado como $\|\rho_0\|$. Con la finalidad de seleccionar apropiadamente la sensibilidad del interferómetro de desplazamiento vectorial, el control sobre la magnitud y dirección del vector ρ_0 debe ser preciso.

La figura 6.3 muestra la representación de dos frente de onda planos. Caracterizados por la propagación de dos rayos con lo cual se determina la exactitud del desplazamiento de los frentes de onda sobre el plano de detección. Los vectores r_0 y r_1 indican la dirección de los rayos normales a los frentes de onda. Donde, k_0 y k_1 son los vectores de propagación cuya magnitud es

$$\|k_0\| = \|k_1\| = k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (6.1)$$

El frente de onda original, caracterizado por el vector r_0 , continua su propagación sin modificación, paralelo al eje z. El otro frente de onda se desvía e inclina debido al sistema de prismas, lo cual se indica con el vector r_1 . La dirección del vector r_1 está dada por los cosenos de dirección, $\cos \alpha$, $\cos \beta$, y $\cos \gamma$.

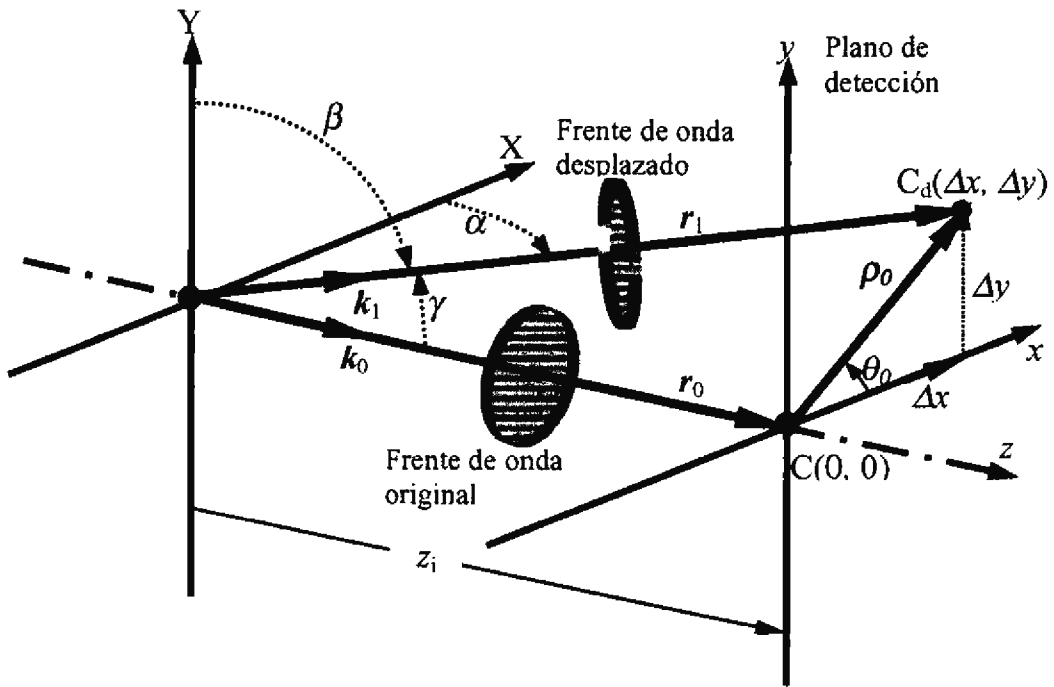


Figura 6.3. Propagación de un rayo incidente en el sistema de dirección al plano de detección. El vector ρ_0 es la proyección del rayo sobre el plano $x-y$. Los ángulos α , β y γ definen la dirección del vector r_1 . Los incrementos Δx y Δy corresponden a los desplazamientos a lo largo de los ejes x y y .

Ambos vectores pueden escribirse como se muestra a continuación:

$$r_0 = (0, 0, z_i), \quad (6.2)$$

$$r_1 = (\|r_1\| \cos \alpha, \|r_1\| \cos \beta, \|r_1\| \cos \gamma). \quad (6.3)$$

Aquí, la magnitud del vector r_1 es dada por

$$\|r_1\| = \frac{z_i}{\cos \gamma}. \quad (4)$$

La resta de los vectores $r_1 - r_0$ da como resultado el vector ρ_0 , cuya magnitud y dirección se obtienen con las ecuaciones siguientes

$$\|\rho_0\| = \sqrt{\left(z_i \frac{\cos \alpha}{\cos \gamma}\right)^2 + \left(z_i \frac{\cos \beta}{\cos \gamma}\right)^2}, \quad (5)$$

$$\theta_0 = \text{atan}\left(\frac{\cos \beta}{\cos \alpha}\right). \quad (6)$$

El sistema de desplazamiento controla la magnitud del desplazamiento del frente de onda dependiendo de la desviación introducida por el sistema de prismas.

La cantidad de desplazamiento e inclinación del frente de onda no pueden controlarse de manera independiente. Sin embargo, ambas cantidades dependen de la orientación o magnitud del vector ρ_0 , con lo cual incrementa significativamente el número de posiciones disponibles con este sistema. Adicionalmente, los desplazamientos Δx y Δy pueden expresarse en términos de los cosenos de dirección y la distancia z_i como:

$$\Delta x = z_i \frac{\cos \alpha}{\cos \gamma}, \quad (6.7)$$

$$\Delta y = z_i \frac{\cos \beta}{\cos \gamma}. \quad (6.8)$$

Los ángulos de los cosenos directores son mutuamente dependientes y son calculados utilizando las ecuaciones de refracción vectorial (Scholl [1995b]). De forma similar, siempre es posible calcular un tercer ángulo si se conocen los otros dos.

En el sistema de coordenadas utilizado, el ángulo α especifica la dirección del frente de onda incidente respecto del plano x - y . El ángulo γ es la desviación generada por el sistema de prismas. A partir de estos dos ángulos es posible calcular el ángulo β .

La magnitud del ángulo γ esta en función de tres parámetros principales: el ángulo del vértice ϵ , el índice de refracción n , y el ángulo relativo entre prismas, ϖ . Para un par de prismas de cuña idénticos inmersos en aire y con ángulo de vértice pequeños es posible despreciar el espesor de los prismas (Jenkins [1957]). El ángulo de desviación puede escribirse a primera aproximación como,

$$\gamma = 2(n-1)\epsilon \cos\left(\frac{\varpi}{2}\right). \quad (6.9)$$

La magnitud del vector ρ_0 es igual a la magnitud de la proyección del vector r_1 sobre el eje z

$$\|\rho\| = \|r_1\| \sin\gamma. \quad (6.10)$$

Por lo que la magnitud del desplazamiento generado por el sistema de prismas es:

$$\|\rho_o\| = z_i \tan\left(2(n-1)\varepsilon \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\right)\right). \quad (6.11)$$

El desplazamiento e la inclinación del frente de onda a través del sistema de desplazamiento dependen del ángulo de rotación entre prismas, ϖ . La rotación de los prismas introduce una inclinación controlada dada por la ecuación (6.9) y determina la magnitud del desplazamiento representada por la ecuación (6.11).

6.4. Sensibilidad del interferómetro

El arreglo interferométrico basado en la configuración tradicional Mach-Zehnder ha sido utilizado extensamente para determinar variaciones del índice de refracción en gases y materiales transparentes. La forma de calcular dichas variaciones de índice de refracción en contando el número de franjas que se desplazan en un punto de un patrón de franjas antes y después de colocar el elemento bajo estudio en uno de los brazos del interferómetro.

El número de franjas desplazadas a partir de una franja de referencia se le llama orden de desplazamiento Δm . La diferencia de fase $\Delta\varphi$ en el interferómetro Mach-Zehnder es una función del número de propagación k , y la diferencia de caminos ópticos Λ que introduce el elemento bajo prueba, la cual se puede calcular mediante las siguientes relaciones

$$\Delta\varphi_{MZ}(x,y) = k\Lambda = \frac{2\pi}{\lambda}W(x,y) \quad (6.12)$$

Aquí, n es el índice de refracción del elemento bajo estudio, y λ la longitud de onda de la luz de iluminación. El polinomio de aberración del frente de onda $W(x,y)$ que se introduce en uno de los brazos del interferómetro respecto a un frente de onda. El polinomio de aberraciones primarias expresadas en coordenadas rectangulares es

| | | |
|-------------------------|----------------------------------|--------|
| $W(x,y) = c_{00}$ | Pistón | |
| $+ c_{10}x$ | Inclinación respecto del eje x | |
| $+ c_{01}y$ | Inclinación respecto del eje y | |
| $+ c_{02}(x^2 + y^2)$ | Desplazamiento de foco | |
| $+ c_{11}(x^2 + 3y^2)$ | Astigmatismo | |
| $+ c_{31}y(x^2 + y^2)$ | Coma | |
| $+ c_{40}(x^2 + y^2)^2$ | Esfericidad | (6.13) |

La configuración Mach-Zehnder fue una de las primeras configuraciones utilizadas como interferómetro de desplazamiento (Bates [1957]). Esta configuración mide la asfericidad de frentes de onda, comparando un frente de onda aberrado, representado por W_1 , respecto de una versión del mismo frente de onda pero desplazada W_1' . La diferencia de fase en el interferómetro de desplazamiento $\Delta\varphi_{SI}$ puede escribirse como

$$\Delta\varphi_{SI}(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda}(W_1(x,y) - W_1'(x - \Delta x, y - \Delta y)) \quad (6.14)$$

Bajo condiciones de perfecta compensación y cuando el frente de onda no ha sido modificado la diferencia de fase es cero. En el interferómetro de desplazamiento vectorial, la diferencia de caminos ópticos la diferencia de fase $\Delta\phi_{VSI}$ depende del desplazamiento introducido por el sistema de prismas, y las inclinaciones $E' F'$ de la posición de los prismas entre sí, dada por

$$\Delta\phi_{VSI}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \{W_1(x, y) - W_1'(x - \Delta x, y - \Delta y) + E'(x + \Delta x) + F'(y + \Delta y)\}, \quad (6.15)$$

Evidentemente, cuando el frente de onda no tiene simetría de revolución se requiere de un análisis en el cual se varíe la dirección de desplazamiento. Si se considera un desplazamiento en la dirección θ_0 , la diferencia de fase $\Delta\phi_{VSI}$ puede expresarse como una función del ángulo de desviación γ , tal que

$$\phi_{VSI} = \frac{2\pi}{\lambda} \{z_i \cos \gamma\} \quad . \quad (6.16)$$

En el interferómetro de desplazamiento vectorial, la inclinación del frente de onda bajo prueba puede siempre compensarse mediante la inclinación de la misma magnitud pero en sentido opuesto utilizando el sistema de prismas.

La figura 6.4 (a) muestra el orden de desplazamiento de un interferómetro Mach-Zehnder convencional y en el de desplazamiento vectorial respecto debido a la introducción de la

inclinación que produzca 0λ , 4λ , 8λ , 12λ , 16λ de aberración. El interferómetro tradicional presentara interferogramas con un número fijo de franjas para una aberración dada.

La figura 6.4 (b) muestra el orden de desplazamiento en el interferómetro de desplazamiento vectorial como función del ángulo de desviación γ cuando el frente de onda bajo prueba introduce una inclinación de 0λ , 4λ , 8λ , 12λ , 16λ de aberración.

Considerando que le sistema está compensado antes de realizar cualquier rotación, entonces, los patrones de franjas muestran un mínimo número de franjas debido a otras aberraciones pero no debidas a la inclinación propia del frente de onda bajo análisis. Cuando se analizan frentes de onda asimétricos el numero de franjas de los patrones interferométricos varía dependiendo de la dirección que se selecciona. En este caso es de gran utilidad la posibilidad de compensar y modificar la densidad de franjas.

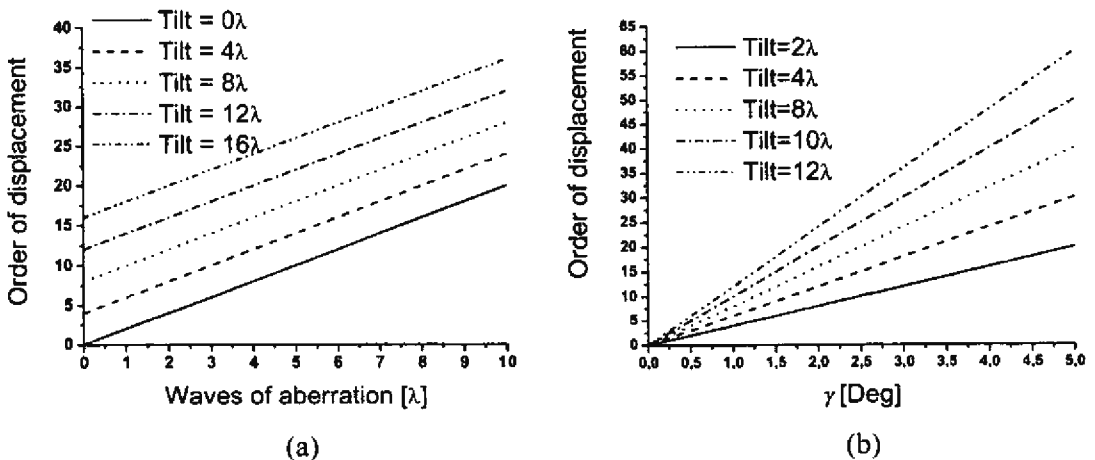


Figura 6.4. El orden de desplazamiento de las franjas generado en (a) Mach-Zehnder interferómetro y (b) el interferómetro de desplazamiento vectorial.

Definimos la sensibilidad en nuestro interferómetro como el menor desplazamiento que produce un cambio en el patrón de franjas detectable por el instrumento (Rastogi [1997]). Este cambio es proporcional al número de franjas por milímetro por grado de rotación del sistema de prismas $[(\text{franjas/mm})/\text{grados}]$. Entonces, conforme a la definición de sensibilidad, el interferómetro de desplazamiento es un instrumento capaz de variar la sensibilidad mediante la compensación de la inclinación seleccionando la magnitud y dirección del frente de onda bajo prueba mediante la posición relativa del sistema de prismas.

La densidad de franjas se relaciona directamente con la sensibilidad del interferómetro. Se considera un sistema interferométrico sensible aquel en cual es posible detectar pequeñas aberraciones. Usualmente estos sistemas ofrecen la posibilidad de producir y detectar patrones de franjas con una muy alta densidad de franjas, debido a la introducción de una portadora lineal introduciendo una inclinación al frente de onda. Por otra parte, se prefiere a los interferómetros con baja sensibilidad son preferidos en la detección de frentes de onda con grandes aberraciones. Más aún, el manejo exacto de la dirección y de la densidad de franjas en los patrones de intensidad facilita la óptima detección de los frentes de onda con la combinación de aberraciones pequeñas y grandes.

La sensibilidad del interferómetro de desplazamiento vectorial puede seleccionarse de manera que se puedan detectar y analizar pequeñas y grandes aberraciones a lo largo de una dirección conveniente. La rotación apropiada del sistema de prismas determina el tipo de detección. Pequeños desplazamientos e inclinaciones producen baja sensibilidad y al incrementar los desplazamientos e inclinaciones se incrementa la sensibilidad. Por lo que la

operación del interferómetro cubre las dos posibilidades a medida que se seleccionen adecuadamente la magnitud y dirección de los desplazamientos.

Debido a que los interferómetros de desplazamiento muestran información de la rapidez del cambio en una dirección, se analiza la sensibilidad en dirección determinada por el desplazamiento introducido por el sistema de prismas considerando ondas planas. Esto propicia y justifica la posibilidad de eliminar la dependencia de dos de los cosenos directores en el análisis.

Considerando únicamente la dirección del desplazamiento, se rota el plano x - y de la figura 6.3 en la dirección θ_0 alrededor del eje z . La figura 6.5 muestra el nuevo plano x' - z que contiene los vectores ρ_0 , r_0 y r_1 . Aquí, ρ_0 es paralelo al nuevo eje x' , mientras que el vector r_0 es colineal al eje z y la dirección del vector r_1 es definida por el ángulo γ .

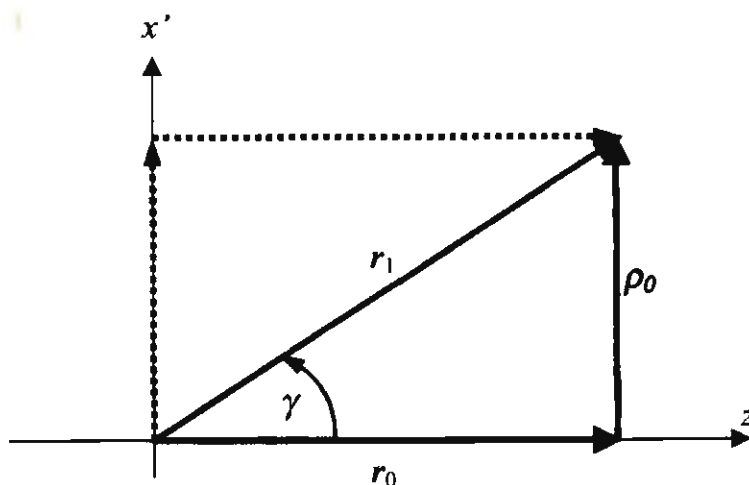


Figura 6.5. El plano x' - z contiene a los vectores ρ_0 , r_0 y r_1 . Aquí, ρ_0 es paralelo al nuevo eje x' , r_0 es colineal con el eje z y la dirección del vector r_1 depende sólo del ángulo γ .

La suma en el plano de detección de estas dos ondas planas con igual amplitud E_0 se representan por

$$U(\mathbf{r}) = E_0 \exp[j\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_0] + E_0 \exp[j\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1]. \quad (6.17)$$

El producto punto $\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_0$ y $\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1$, puede escribirse como:

$$\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_0 = k(z_i), \quad (6.18)$$

$$\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 = k(\|\rho_0\| \sin\gamma + z_i \cos\gamma). \quad (6.19)$$

Aquí la magnitud del vector ρ_0 es proporcional a la coordenada sobre el eje x' . Por otra parte la irradiancia es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico, entonces sustituyendo las ecuaciones (18) y (19) en la ecuación (17), y desarrollando los términos dentro de los argumentos de las funciones se llega a la expresión para la irradiancia

$$I = 2E_0^2 + E_0^2 \exp(ik[x' \sin\gamma + z_i(\cos\gamma - 1)]) + E_0^2 \exp(-ik[x' \sin\gamma + z_i(\cos\gamma - 1)]) \quad (6.20)$$

Por lo que el término de interferencia, denotado como I_{12} , se escribe como:

$$I_{12} = 2E_0^2 \cos\{k(x' \sin\gamma + z_i(\cos\gamma - 1))\} \quad (6.21)$$

El primer término en el argumento del coseno, $(k x' \sin \gamma)$, es igual a $(2 \pi f x')$. EL segundo término es constante para una distancia z ; dada. Entonces la frecuencia de las franjas por milímetro asume la forma:

$$f = \frac{\sin \gamma}{\lambda}. \quad (6.22)$$

Substituyendo la ecuación (9) en la ecuación (6.22) lleva a:

$$f = \frac{\sin \left(2(n-1)\epsilon \cos \left(\frac{\varpi}{2} \right) \right)}{\lambda}. \quad (6.23)$$

La figura 6.6 (a) muestra la sensibilidad σ , en franjas por milímetro por grado, [(franja/mm)/grado] en función del ángulo relativo entre prismas ϖ , cuando el ángulo del vértice es de $\epsilon = 0.5^\circ, 1^\circ, 5^\circ$. La frecuencia espacial, alcanza su valor máximo cuando el ángulo entre prismas $\varpi = 0$, y su valor mínimo cuando $\varpi = \pm 180^\circ$. El número de franjas exhibe una variación simétrica de acuerdo a la variación del ángulo ϖ desde 0° a $\pm 180^\circ$. La sensibilidad es proporcional al seno del ángulo de desviación para desplazamientos grandes.

Sin embargo, se requieren solamente rotaciones de unos pocos grados para obtener el número óptimo de franjas. La figura 6.6 (b) muestra la curva de sensibilidad σ cuando el ángulo ϖ varía desde -180° a -174° con ángulos de vértice $\epsilon = 0.5^\circ, 1^\circ, 5^\circ$. Aquí, la sensibilidad es

prácticamente una función lineal, donde la no-linealidad del sistema de rotación no es apreciable dentro de este intervalo. Por ejemplo, del gráfico se infiere que el número de franjas cuando $\varpi = -175^\circ$ y $\varepsilon = 0.5^\circ, 1^\circ, 5^\circ$, es de aproximadamente 0.5, 1 y 6 franjas respectivamente.

Se tiene un mejor control sobre la densidad de franjas cuando el ángulo de vértice es menor, en este caso $\varepsilon = 0.5^\circ$. Resulta evidente que entre menor es el ángulo de vértice es posible seleccionar con mayor facilidad el número de franjas dentro de mayores intervalos de rotación de los prismas, lo cual optimiza la razón de cambio entre el ángulo entre prismas ϖ y la densidad de franjas.

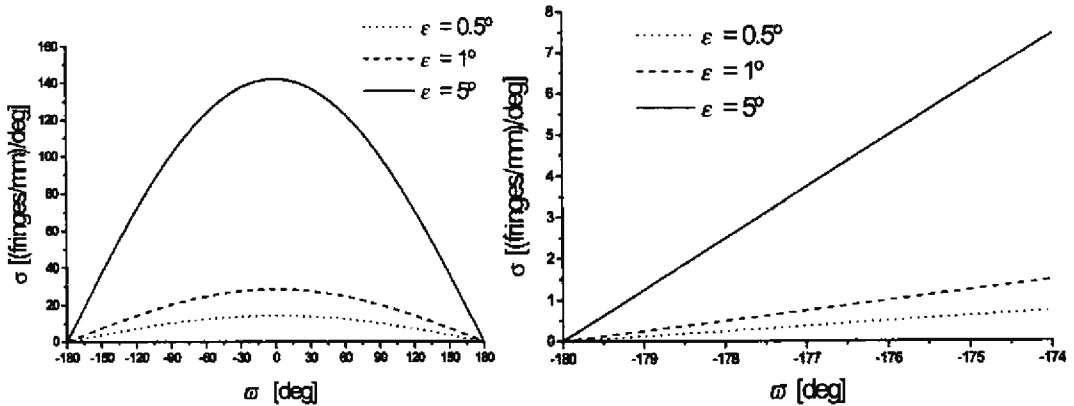


Figura 6.6. La sensibilidad σ como función del ángulo ϖ cuando el ángulo de refracción ε es igual a 0.5° , 1° , y 5° . La sensibilidad es proporcional a un factor igual con el seno del ángulo de desviación y cuando ϖ varia desde -180° a 180° . La sensibilidad σ como función del ángulo ϖ cuando el ángulo de refracción ε es igual a 0.5° , 1° , y 5° . La sensibilidad es aproximadamente una función lineal cuando ϖ varia desde -180° a -174° .

Sin embargo, a medida que se disminuye el ángulo del vértice de los prismas aumenta la aparición de reflexiones fantasmas y para poder evitarlo se requiere de que al menos dos superficies del sistema de desplazamiento se cubran con película antirreflejante a fin de evitar las múltiples reflexiones introducidas por la cuña. En nuestros experimentos utilizamos cuñas con un ángulo de 5° donde no se requirió de recubrir los prismas con película delgada.

6.5. Precisión del sistema de desplazamiento: análisis de errores

Existen diferentes fuentes de error las cuales reducen la exactitud del sistema de desplazamiento. La orientación y el número de franjas de los patrones de intensidad pueden modificarse debido a las imperfecciones en la forma de los prismas. La incorrecta alineación entre prismas y respecto de sus posiciones horizontal y vertical introducen un desplazamiento en la posición del frente onda. La posición del lado recto de ambos prismas debe ser perfectamente perpendicular al eje óptico de referencia.

En la práctica el error en la posición del frente de onda esta limitada a la precisión o el error en el ángulo de desviación γ . Si consideramos al sistema perfectamente alineado y con forma perfecta la magnitud de la desviación depende de sólo cuatro parámetros que deben de considerarse cuidadosamente: (a) la distancia z_i , la cual puede seleccionarse de acuerdo con el sistema de detección; (b) el ángulo ϵ , que depende de la calidad del proceso de fabricación; (c) el índice de refracción n , el cual depende de la calidad del material, y (d) del ángulo entre prismas ϖ , que depende de la calidad del las monturas rotatorias.

Obviamente todas las superficies de los prismas deben fabricarse con la mayor calidad. Los procesos de fabricación actuales permiten variaciones de planicidad en las superficies del orden de $\lambda/20$ pv, y ángulos cuyas tolerancias alcanzan ordenes de segundos de arco.

Actualmente, están disponibles comercialmente materiales sintéticos altamente transparentes, (*Spectrosil 1000 y 2000*, vitreous $\text{SiO}_2 \geq 99.9999\%$). Este material tiene una homogeneidad (la máxima variación del índice de refracción dentro de una abertura de 10 cm.) menor a 5×10^{-6} , y un coeficiente de expansión térmico menor a $5.5 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$. La excelente homogeneidad del material reduce la contribución de aberración de los prismas en la mayoría de las aplicaciones prácticas aun tratándose de los prismas utilizados en transmisión para pruebas ópticas

Por lo tanto el parámetro de mayor interés es el ángulo relativo entre prismas ϖ . Por lo tanto se requiere de un diseño opto-mecánico muy preciso, tanto para la orientación como para la rotación de los prismas (Reiss [1987]). La precisión y exactitud del mecanismo determina el grado de control sobre la rotación del sistema de prismas. Existen monturas rotatorias que realizan rotaciones del orden de minutos de arco aunque son generalmente muy caras. En los experimentos utilizamos monturas económicas y de uso común en el laboratorio con baja precisión sin reducir substancialmente e la calidad de los resultados.

El valor de la incertidumbre asociado a una medición define la exactitud del sistema. Se utilizó la ecuación general utilizada para calcular la propagación del error w_R introducido por un sistema que contienen j parámetros de medición

$$w_R = \left[\left(\frac{\partial R}{\partial x_1} w_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2} w_2 \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_j} w_j \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (6.24)$$

Las variables independientes x_1, x_2, \dots, x_j corresponden al índice de refracción n , el ángulo de vértice ε y el ángulo entre prismas ϖ , respectivamente. Aquí, R es una función que

corresponde al ángulo de desviación γ . Donde, $\frac{\partial R}{\partial x_1}, \frac{\partial R}{\partial x_2}, \dots, \frac{\partial R}{\partial x_j}$ son las derivadas parciales

de R y w_1, w_2, \dots, w_j son las incertidumbres individuales de cada variable independiente.

Substituyendo los valores de las variables correspondientes la ecuación(23) asume la forma:

$$w(\gamma) = \left[\left(\frac{\partial \left(2(n-1)\varepsilon \cos\left(\frac{\varpi}{2}\right) \right)}{\partial n} w_n \right)^2 + \left(\frac{\partial \left(2(n-1)\varepsilon \cos\left(\frac{\varpi}{2}\right) \right)}{\partial \varepsilon} w_\varepsilon \right)^2 + \left(\frac{\partial \left(2(n-1)\varepsilon \cos\left(\frac{\varpi}{2}\right) \right)}{\partial \varpi} w_\varpi \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (6.25)$$

En nuestro experimento, se consideraron los siguientes valores: $\varepsilon = 5^\circ$, $w_\varepsilon = \pm 8.33^\circ \times 10^{-3}$, $n = 1.517$, $w_n = \pm 0.0005$; $\varpi = 0^\circ$, $w_\varpi = \pm 0.5^\circ$, y una distancia $z_1 = 100$ mm. Considerando la máxima desviación, $\varpi = 0^\circ$, y substituyendo los valores respectivos in la ecuación (24) el error $w(\gamma) = 5.16^\circ \pm 0.015$ o $w(\gamma) = 5.16^\circ \pm 0.3\%$. Lo cual corresponde a un desplazamiento del frente de onda máximo de 90.479 mm ± 0.0011 mm. En caso de mínima desviación, $\varpi = 179.5^\circ$, es desplazamiento realizado es de 0.0393 mm ± 0.0011 mm. Rotaciones del orden de décimas de milímetro generan desplazamientos del frente de onda del orden de centésimas de

milímetro. Es posible considerar que el interferómetro de desplazamiento vectorial genera desplazamientos diferenciales y totales. A pesar de que el error por el desplazamiento es considerado como un valor típico, este se puede reducir significativamente incorporando monturas de mayor exactitud.

6.6. Sistema de adquisición de imágenes: resolución

La resolución del sistema de adquisición de imágenes restringe la correcta proyección y evaluación de los patrones de interferencia. En nuestro sistema el patrón de franjas se proyecta dentro de un área rectangular de una cámara CCD camera (Sony SSC-C374), cuya área de sensado es de 768×494 pixeles, 6.3×4.7 mm.

De acuerdo con el teorema del muestreo, se necesitan dos pixeles para detectar la diferencia de fase representada por dos franjas. En dirección horizontal la longitud de un pixel es de 8.2×10^{-3} mm, y de 9.5×10^{-3} mm en dirección vertical. Entonces el máximo número de líneas por milímetro es de 7.68 líneas/mm en dirección x y de 4.94 líneas/mm en la dirección y .

Cuando $\varpi = \pm 180^\circ$, el sistema de prismas trabaja como una placa plano paralela perpendicular al frente de onda incidente y la cual, en medio, contiene un espacio diagonal de aire. La magnitud del vector ρ_0 es menor a medida que el ángulo entre prisma ϖ se aproxima a $\pm 180^\circ$. Si el sistema de prismas esta perfectamente alineado y compensado, $\gamma = 0$, y $\rho_0 = 0$,

lo cual quiere decir que el sistema no introduce desplazamiento, ni inclinación entre los frentes de onda en cada uno de los brazos del interferómetro y por lo tanto no existe un patrón de franjas. En contraste, cuando el ángulo relativo entre prismas tiende a 0° , el sistema introduce una gran cantidad de desplazamiento e inclinación generando patrones de interferencia con un número exagerado de franjas que imposibilita la correcta detección y despliegue dificultando su análisis de forma correcta.

Mediante la rotación de los prismas y cuando el índice de refracción $n = 1.5$, el ángulo de vértice $\varepsilon = 5^\circ$, la distancia $z_i = 100$ mm y el ángulo entre prismas $\varpi = 176^\circ$, es posible obtener cinco franjas por milímetro. En este caso las franjas pueden detectarse aun en el caso de franjas verticales. Por otro lado cuando el ángulo entre prismas es de $\varpi = 1^\circ$, el patrón de interferencia presenta 142.39 franjas por milímetro, que no es posible resolver con este sistema. Cuando el ángulo entre prismas es mayor a 176° los patrones de franjas no se podrán detectar correctamente con este sistema. Por lo que el intervalo de detección en cual las franjas pueden resolverse es de 4° .

Esta limitación puede superarse fácilmente ya sea, reduciendo el ángulo de vértice de los prismas o utilizando una cámara CCD con mayor resolución (por ejemplo, 1024×1024 pixeles). El simple cambio de ángulo de vértice de los prismas de 5° a 1° incrementa el intervalo de detección de 4° a 20° , lo cual aumenta substancialmente el control sobre la densidad de franjas.

6.7. Resultados experimentales

A continuación se presentan los interferogramas experimentalmente obtenidos con el interferómetro de desplazamiento vectorial considerando dos efectos de la rotación de los prismas. Primero, cuando ambos prismas rotan en la misma dirección y el ángulo relativo entre prismas no cambia. Aquí, la inclinación entre los frentes de onda se mantiene constante por lo que la densidad de franjas se mantiene constante sólo cambia su orientación.

La figura 6.7 muestra los patrones interferométricos en los cuales la orientación de las franjas se modifica a voluntad respecto de un patrón de referencia figura 6.7 (a). Las franjas se orientan hacia arriba, abajo a la derecha y a la izquierda, figuras 11 (b – e). Es posible seleccionar la orientación más conveniente del patrón de interferencia, es decir, la derivada direccional óptima. Esto incrementa la implementación y uso de nuevos métodos computacionales de reconstrucción de frentes de onda de interferogramas de desplazamiento.

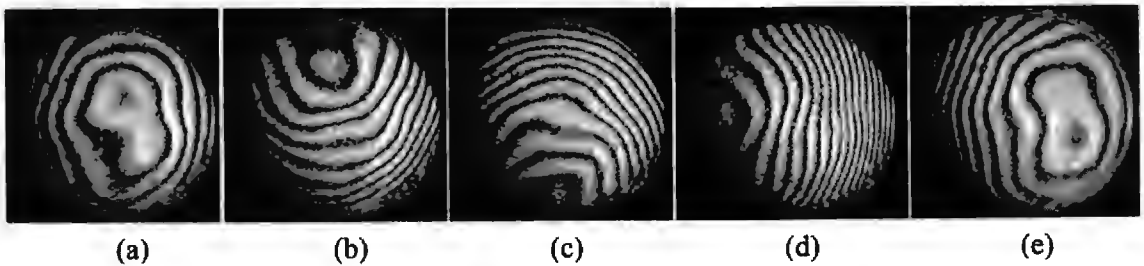


Figura 6.7. La orientación de la inclinación introducida por el sistema de prismas determina la dirección de las franjas. (a) Un patrón de interferencia sin inclinación (b) Las franjas son desplazadas hacia arriba, (c) abajo, (d) a la izquierda y (e) a la derecha mediante la rotación de ω_1 y ω_2 sin modificar el valor del ángulo ϖ . Estos patrones de franjas se obtuvieron usando un par de prismas con un índice de refracción $n = 1.517$, y un ángulo de refracción $\varepsilon = 5^\circ$.

La segunda característica a considerar es cuando el sistema de prismas rota modificando su ángulo relativo entre prismas ϖ . La figura 6.8 muestra cuatro patrones de intensidad obtenidos experimentalmente con el interferómetro de desplazamiento vectorial en los cuales la densidad de franjas se incrementa gradualmente a medida que el ángulo entre prismas ϖ decrece en: (a) 179.5° , (b) 178.5° , (c) 177.5° , y (d) 176.5° .

La densidad de franjas se controla fácilmente favoreciendo la prueba de componente ópticos con pequeñas aberraciones mediante la introducción de una portadora lineal en cualquier dirección.

En contraste en la figura 6.9 se muestra el patrón de intensidad con un gran desplazamiento al cual se le ha compensado la inclinación, con la finalidad de obtener un número apropiado de franjas facilitando la prueba de elementos ópticos con gran aberración.

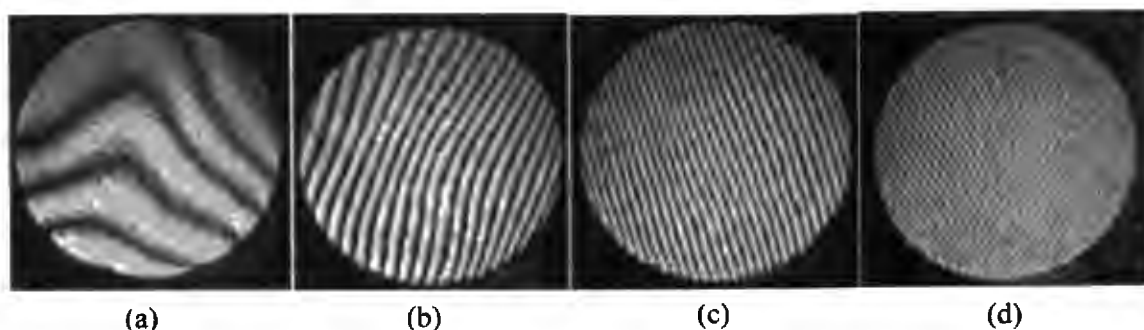


Figura 6.8. La densidad de franjas se incrementa a medida que el ángulo ϖ decrece, en: (a) 179.5° , (b) 178.5° , (c) 177.5° , y (d) 176.5° . Usando un par de prismas con un índice de refracción $n = 1.517$, y un ángulo de refracción $\varepsilon = 5^\circ$.

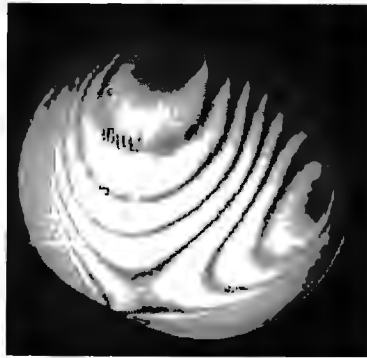


Figura 6.9. El patrón de intensidad modulado obtenido experimentalmente por transmisión, de una lente con 3λ de aberración esférica correspondiente a grandes desplazamientos: $\Delta x = -2.5$ mm, $\Delta y = 4$ mm.

Finalmente, la figura 6.10 muestra los patrones interferométricos de dos lentes convexas probadas en transmisión que se probaron en el interferómetro comercial (WYKO), y en el interferómetro de desplazamiento vectorial, figura 6.11.

La figura 6.10 (a) muestra el patrón de intensidad con pocas franjas, resultados de la prueba de una lente de buena calidad y bien corregida con distancia focal de 30 cm y diámetro de 5 cm. Los interferogramas con pocas franjas se consideran favorables generalmente en algunas técnicas y algoritmos de reconstrucción de fase. Aproximadamente cinco franjas se consideran el número óptimo para discernir aberraciones.

La figura 6.10 (b) muestra el patrón interferométrico correspondiente a un lente de baja calidad con longitud focal de 25 cm y diámetro de 7 cm. Este elemento óptico tiene una gran diferencia en su superficie respecto del radio de curvatura respecto de la esfera de referencia.

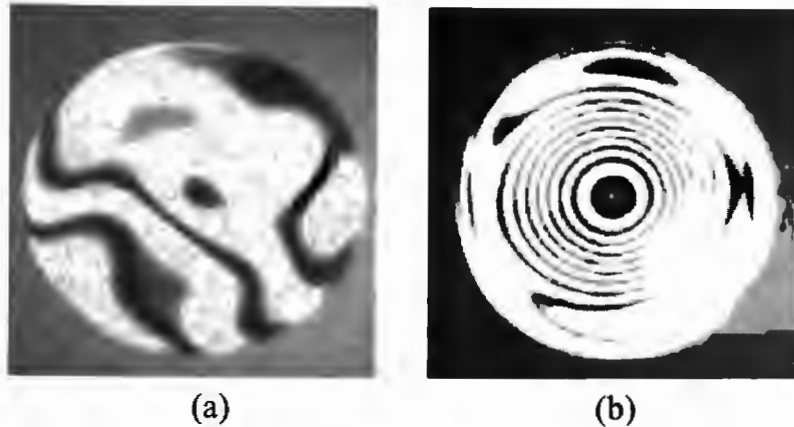


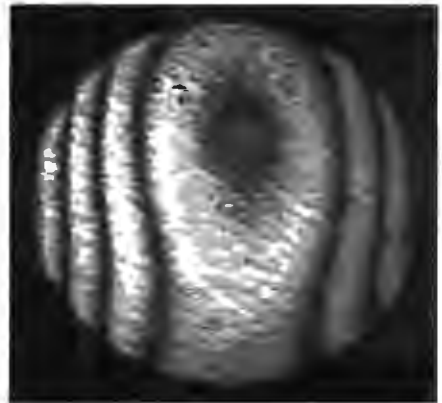
Figura 6.10. Patrones interferométricos de intensidad de dos lentes convexas obtenidos experimentalmente utilizando el interferómetro comercial WYKO, en transmisión. Parte (a) muestra el interferograma de una lente bien corregida con longitud focal $f = 30$ cm y diámetro de 5 cm. Parte (b) muestra el interferograma de una lente de baja calidad con longitud focal $f = 25$ cm y diámetro de 7 cm.

Hay muchas más franjas que la que el sistema puede resolver de ahí que se puede observar que la detección resulta inadecuada. Además con la finalidad de analizar estas franjas cerradas es necesario contar con información *a priori* relacionada con el signo del gradiente de la fase.

La figura 6.11 (a) muestra el patrón de interferencia de la misma lente que se utilizó para la figura 6.10 (a), pero cuando se utilizó el interferómetro de desplazamiento vectorial. El patrón de intensidades de la figura 6.11 (a) tiene un número mayor de franjas que el de la figura 6.10 (a). En la figura 6.11 (b) muestra el patrón de interferencia de la misma lente que se utilizó para la figura 6.10 (b), pero cuando se utilizó el interferómetro de desplazamiento vectorial. En particular la comparación con el patrón obtenido en el interferómetro de tipo comercial ilustra claramente la versatilidad y ventaja de utilizar un sistema con sensibilidad variable.



(a)



(b)

Figura 6.11. Patrones de interferencia obtenidos experimentalmente de dos lentes probadas en transmisión utilizando el interferómetro de desplazamiento vectorial. Los patrones de interferencia de estas mismas lentes pero obtenidos mediante un interferómetro comercial se muestran en la figura 6.12.

6.8 Conclusiones

Se presentó un novedoso sistema interferométrico con sensibilidad variable cuyo sistema de desplazamiento está basado en la rotación de un par de prismas de cuña. El ángulo relativo entre ambos prismas establece la inclinación y el desplazamiento ya sea diferencial o total del frente de onda. El intervalo de desplazamiento de extiende desde $0.0393 \text{ mm} \pm 0.0011 \text{ mm}$ hasta $90.479 \text{ mm} \pm 0.0011 \text{ mm}$.

Se han desarrollado las expresiones para la sensibilidad y la exactitud del instrumento. La sensibilidad se puede modelar de forma aproximada como una función lineal para pequeños desplazamientos del orden de décimas de milímetro. Para mayores desplazamientos esta es proporcional al seno del ángulo de desviación.

El control sobre la densidad de franjas facilita el análisis cualitativo y la interpretación de los patrones interferométricos. La sensibilidad variable del interferómetro facilita la detección y la identificación tanto de pequeñas como de grandes aberraciones, combinando las ventajas de los interferómetros convencionales y de los de desplazamiento más comunes. En un mismo instrumento. Mediante la rotación de los prismas se controla la orientación y densidad de las franjas introduciendo una portadora lineal.

Finalmente, se comparó el funcionamiento de un nuevo interferómetro con sensibilidad variable respecto de un equipo comercial con ventajas en la manipulación de los patrones interferométricos. La habilidad para controlar el número de franjas que se tienen a través de una apertura facilita el proceso de evaluación y prueba de componentes ópticos de alta calidad ya sea con que generen patrones de interferencia con un bajo o alto número de franjas

Referencias del capítulo 6

Bates, W. J., "A wave front shearing interferometer," *Proc. Phys. Soc.*, **59**, pp. 940–950 (1947).

Elster C., Weingärtner I., "Solution to the shearing problem," *Appl. Opt.*, **38** (23), pp. 5024-5031 (1999).

Flores J., Paez G., Strojnik M., "Design of diluted-aperture mirror by use of the practical cut-off frequency," *Appl. Opt.*, **38** (28), pp. 6010-6018 (1999).

Geary J., Yoo M., Davila P., Wirth A., Jankevics A., Ruda M., Zielinski B., Petrilli L. J., "Comparison of wavefront sensor techniques," in *Interferometry: surface characterization and testing*, K. Creath, and J. E. Greivenkamp, eds., SPIE **1776**, San Diego, California, July 24, 1992, pp. 58-72.

Harbers G., Kunst P. J., Leibbrandt G. W. R., "Analysis of lateral shearing interferograms by use of Zernike polynomials," *Appl. Opt.*, **35** (31), pp. 6162-6172 (1996).

Hariharan P., "Simple laser interferometer with variable shear and tilt," *Appl. Opt.* **14** (5), pp. 1056-1058 (1975).

Jenkins F. A., White H. E., "Fundamentals of Optics," McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, (1957), pp. 21-23.

Leibbrandt G. W. R., Harbers G., Kunst P. J., "Wave front analysis with high accuracy by use of a double-grating lateral shearing," *Appl. Opt.*, **35** (31), pp. 6151-6161 (1999).

Matsuda K., Barnes T. H., Oreb B. F., Sheppard C. J. R., "Focal-length measurement by multiple-beam shearing interferometry," *Appl. Opt.*, **38** (16), pp. 3542-3548 (1999a).

Matsuda K., Barnes T. H., Oreb B. F., Sheppard C. J. R., "Position Magnifying Sensor," *Opt. Commun.* **170**, pp. 309-318 (1999b).

Paez G., Strojnik M., "Fringe analysis and phase reconstruction from modulated intensity patterns," *Opt. Lett.*, **22** (22), pp. 1669-1671 (1997).

Paez G., Strojnik M., "Mathematical theory of differential rotational shearing interferometry: asymmetrical aberrations," in *Interferometry 99, Techniques and Technologies*, M. Kujawinska, and M. Takeda, eds., SPIE **3744**, Warsaw, Poland, September 20-23, 1999, pp. 335-345.

Paez G., Strojnik M., "Phase shifted interferometry without phase unwrapping: reconstruction of a decentered wave front," *J. Opt. Soc. Am. A*, **16**, pp. 475-480 (1999).

Plummer W. T., "Unusual optics of the Polaroid SX-70 land camera," *Appl. Opt.*, **21** (2), pp. 196-202 (1982).

Rastogi P. K., "Optical measurement techniques and applications," Artech House, Inc., Boston, London (1997), p 9.

Reiss R. S., "Opto-mechanical instrument design," in *Optomechanical Systems Engineering*, D. Vukobratovich, ed., SPIE **817**, San Diego, California, August 20-21, 1987, pp. 154-170.

Rimmer M. P., "Method for evaluating lateral shearing interferograms," *Appl. Opt.*, **13** (3), pp. 623-631 (1974a).

Rimmer M. P., Wyant J. C., "Evaluation of large aberrations using a lateral-shear interferometer having variable shear," *Appl. Opt.*, **13** (3), pp. 623-631 (1974b).

Sasian J. M., "How to approach the design of a bilateral symmetric optical system," *Opt. Eng.*, **33** (6), pp. 2045-2061 (1994).

Saxena A. K, Lancelot J. P., "Theoretical fringe profiles with crossed Babinet compensators in testing concave aspheric surfaces," *Appl. Opt.*, **21** (22), pp. 4030-432 (1982).

Scholl M. S., Lawrence G. N., "Adaptive optics for in-orbit aberration correction – feasibility study," *Appl. Opt.*, **34** (31), pp. 7295-7301 (1995a).

Scholl M. S., "Ray trace through a corner cube retroreflector with complex refraction coefficients," *J. Opt. Soc. Am. A*, **12** (7), pp. 1589-1592 (1995b).

Scholl M. S., "Recursive exact ray trace equations through the foci of the tilted off-axis confocal prolate spheroids," *J. Mod. Opt.*, **46** (8), pp. 1583-1588 (1996a).

Scholl M. S., "Design parameters for a two-mirror telescope for stray-light sensitive infrared applications," *Infr. Phys & Tech.*, **37**, pp. 251-257 (1996b).

Scholl M. S., "Signal generated by an extra-solar-system planet detected by a rotating rotationally shearing interferometer," *J. Opt. Soc. Am. A*, **13** (7), pp. 1584-1592 (1996c).

Scholl M. S., Paez G., "Image-Plane incidence for a baffled infrared telescope," *Infr. Phys & Tech.*, **38**, pp. 87-92 (1997).

Schwider J., "Continuous Lateral Shearing Interferometer," *Appl. Opt.*, **23** (23), pp. 4403-4409 (1984).

Schwider J., "Advanced evaluation techniques in interferometry," in *Progress in Optics*, Vol. 28, ed. E. Wolf (North Holland, Amsterdam, 1990), chap. IV.

Sirohi R. S., Kothiyal M. P., "Double wedge plate shearing interferometer for collimation test," *Appl. Opt.*, **26** (19), pp. 4054-4055 (1987).

Sriram K. V., Kothiyal M. P., Sirohi R. S., "Self-referencing collimation testing techniques" *Opt. Eng.*, **32** (1), pp. 94-100 (1993).

Strojnik M., Torales G. G., Paez G., "Vectorial shearing interferometer," in *Interferometry 99, Techniques and Technologies*, M. Kujawinska, and M. Takeda, eds., SPIE **3744**, Warsaw, Poland, September 20-23, 1999, pp. 529-539.

Torales G. G., Strojnik M., Paez G., "Simulations and experimental results with a vectorial shearing interferometer," *Opt. Eng.* **40** (5), pp. 767-773 (2001).

Yatagai T., Kanou T., "Aspherical surface testing with shearing interferometer using fringe scanning detection method," *Opt. Eng.* **23** (4), pp. 357-360 (1984).

Capítulo 7

Conclusiones generales y trabajo a futuro

El presente trabajo de investigación presenta el principio de operación del interferómetro de desplazamiento vectorial. Este instrumento se propone como una alternativa en las pruebas de elementos ópticos actuales, con y sin simetría de rotación favoreciendo la generación de técnicas alternativas de manufactura y procesos de fabricación.

El sistema de desplazamiento, basado en la rotación de un par de prismas de cuña, es parte fundamental de las características de funcionamiento del interferómetro. Para la caracterización del sistema, se desarrollan las ecuaciones de trazo de rayos exacto y se programan en lenguaje "C". Los resultados de las simulaciones verifican la factibilidad de utilizar un par de prismas de cuña como un sistema modulador espacial de fase.

Considerando los requerimientos de alta calidad de superficie, se fabrican cinco prismas de cuña incorporando un par de ellos en el sistema de desplazamiento. Mediante pruebas ópticas se concluye, en términos generales, el sistema de prismas introduce aberraciones despreciables al frente de onda bajo estudio.

El interferómetro se presenta numerosas ventajas respecto de los interferómetros convencionales y los de desplazamiento más comunes que se listan a continuación:

1. No se requiere superficie de referencia.
2. Tiene sensibilidad variable.
3. Se compensa la inclinación del frente de onda en cualquier dirección.
4. El desplazamiento e inclinación del frente de onda se selecciona a conveniencia.
5. Con pequeños cambios angulares se generan desplazamientos lineales.
6. Se tienen desplazamientos variables en un amplio rango (diferenciales y totales).
7. Se compone sólo de componentes con superficies planas.
8. La placa compensadora se puede omitir, bajo iluminación cuasimonocromática.
9. Se facilitan los procesos de detección de pequeñas y grandes aberraciones.
10. Se aplica a superficies con y sin simetría de rotación.
11. Se puede seleccionar la densidad y orientación de las franjas de los interferogramas.
12. El objeto bajo estudio se encuentra fuera del sistema.

El interferómetro de desplazamiento vectorial al estar basado en una configuración Mach-Zehnder presenta algunas limitaciones que se exponen a continuación:

1. Se requieren elementos ópticos fabricados con superficies de alta calidad.
2. Es sensible a vibraciones mecánicas.
3. El sistema requiere de condiciones ambientales controlados.
4. Se requieren métodos complejos de análisis de datos.

5. Se incorpora un número adicional de componentes ópticos.
6. La alineación del sistema es crítica para conseguir resultados precisos.

Existe aún mucho trabajo a futuro por realizar para obtener los resultados óptimos del interferómetro. Algunos de los que se consideran a mediano a corto, mediano y largo plazo son:

1. La automatización del sistema de desplazamiento.
2. Incorporación del interferómetro como una unidad de caracterización de superficies.
3. Realizar el análisis utilizando frentes de onda convergentes.
4. El desarrollo y aplicación de los algoritmos y programas de recuperación de fase que exploten las ventajas de este novedoso sistema interferométrico.
5. El análisis cuantitativo de los resultados.
6. El desarrollo de nuevas técnicas y posibles aplicaciones del instrumento.
7. La incorporación del sistema en un sistema telescópico para la detección de planetas fuera del sistema solar.

El interferómetro de desplazamiento vectorial es un instrumento nunca antes hecho y reportado en la literatura científica, solamente como resultado de esta investigación. Se publicaron tres artículos en revistas de arbitraje internacional y se participó en cinco congresos internacionales y cuatro congresos nacionales. El interferómetro de desplazamiento vectorial es una alternativa novedosa en la prueba de componentes y sistemas ópticos. El instrumento ofrece posibilidades de desarrollo y aplicación en diferentes áreas de la caracterización y análisis de frentes de onda.

Apéndice

Resultados preliminares de la prueba por transmisión de una esfera de vidrio

Introducción

Se presentan los resultados de la prueba óptica realizada a una esfera de vidrio utilizando el interferómetro de desplazamiento vectorial. Este instrumento, construido en la configuración interferométrica Mach-Zehnder, tiene la característica de adaptar su sensibilidad mediante la rotación de un par de prismas de cuña. Resulta especialmente útil, cuando la curvatura del objeto bajo prueba es muy pronunciada ya que puede adaptar su sensibilidad hasta obtener interferogramas con el número óptimo de franjas, proporcionando ventajas al proceso de desenvolvimiento de fase. Además, el dispositivo compensa internamente la inclinación del frente de onda mejorando la detección y la alineación del frente de onda bajo estudio.

La figura A1 muestra el arreglo experimental utilizado en la prueba por transmisión de una esfera de vidrio de 7 cm de diámetro. En este arreglo se incluye una lente de buena calidad para colimar el frente de onda proveniente de la esfera.

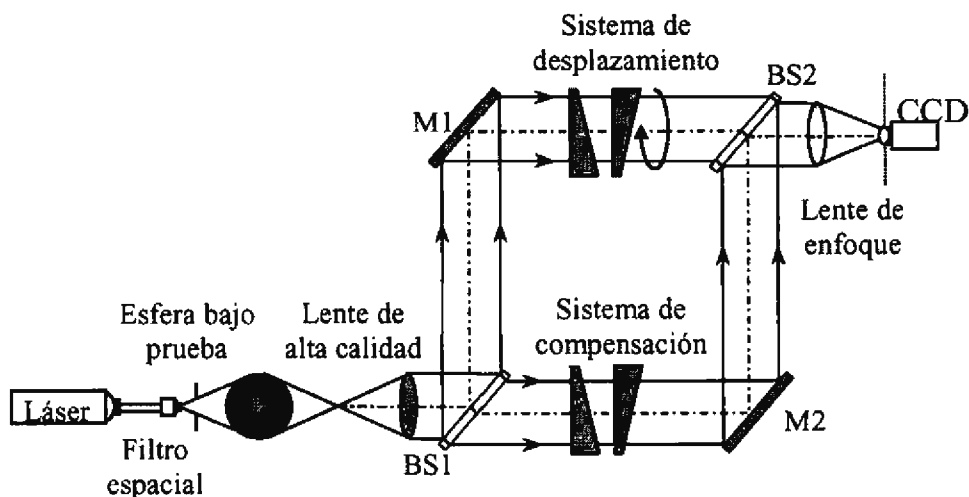


Figura A1. Arreglo experimental utilizando el interferómetro de desplazamiento vectorial en la prueba por transmisión de una esfera de vidrio.

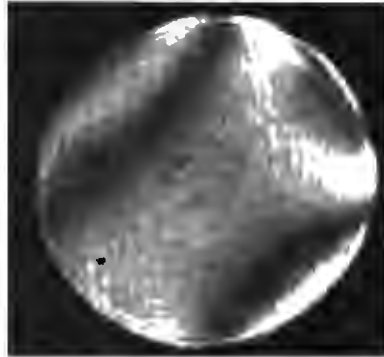


Figura A2. Interferograma con un número mínimo de franjas experimentalmente obtenido de la prueba aplicada a la esfera de vidrio.

Inicialmente, el sistema se alinea y ajusta para generar la desviación mínima. A partir de la rotación, $\omega_1 = 179.5$ y $\omega_2 = 0.4^\circ$, de los prismas del sistema de desplazamiento, se obtuvo el interferograma con un mínimo número de franjas que se muestra en la figura A2.

Incrementando gradualmente el ángulo entre prismas se introduce una portadora lineal en una sola dirección, como se muestra en los interferogramas presentados en la figura A3. Nótese que a pesar de haber introducido un desplazamiento que genera un incremento significativo en el número de franjas, el área de traslape es prácticamente la misma en todas las figuras.

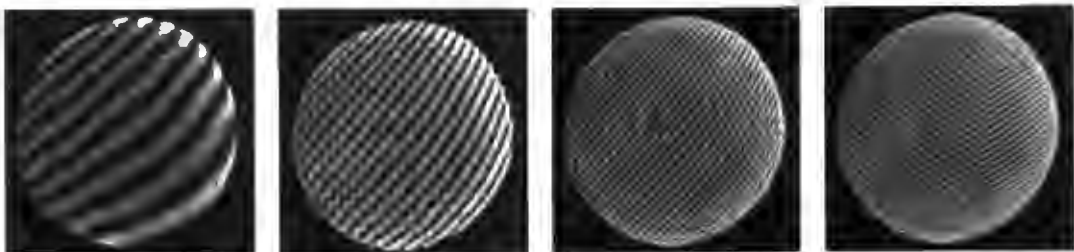


Figura A3. Interferogramas manteniendo la inclinación de las franjas y aumentando su densidad.

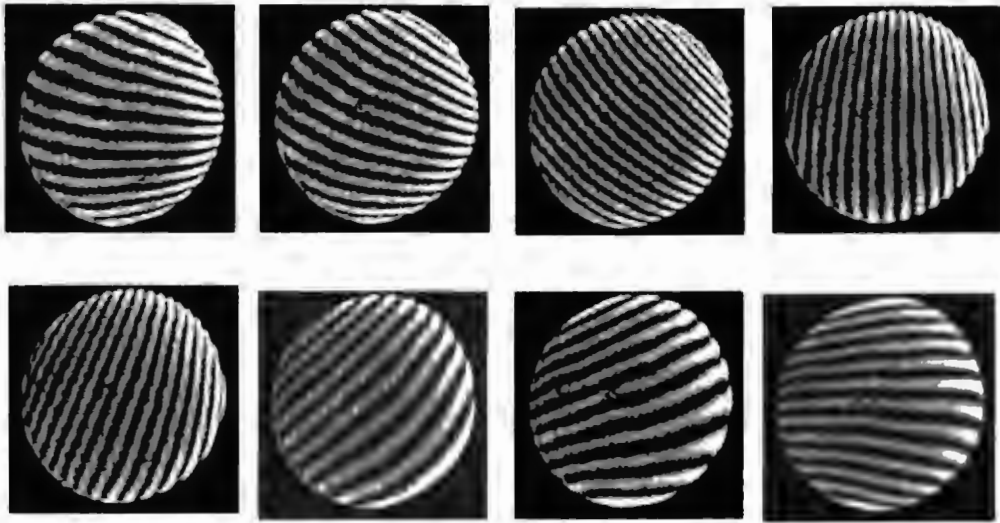


Figura A4. La orientación de las franjas es variada de 0° a 360° mediante la rotación de los prismas.

Rotando los prismas en la misma magnitud en la misma dirección se mantiene el ángulo entre prismas constante. La figura A4 muestra la variación de la orientación de las franjas en un recorrido de 0° a 360° . La fotografía de la esfera se muestra en la figura A5.

Los resultados presentados corroboran la versatilidad del interferómetro de desplazamiento vectorial aplicado a la prueba no sólo de elementos ópticos tradicionales.



Figura A5. Fotografía de la esfera de vidrio que se probó utilizando el interferómetro de desplazamiento vectorial.