

Tesis Doctoral

# Nanolitografía y metrología de alta precisión en el ultravioleta extremo

Capeluto, María Gabriela

2009

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Capeluto, María Gabriela. (2009). Nanolitografía y metrología de alta precisión en el ultravioleta extremo. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Capeluto, María Gabriela. "Nanolitografía y metrología de alta precisión en el ultravioleta extremo". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2009.



**UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES**  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Departamento de Física

*Nanolitografía y metrología de alta precisión en el ultravioleta Extremo*

Trabajo de Tesis para optar por el título de  
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

**por** *María Gabriela Capeluto*

**Directores de Tesis:**

Dr. Claudio Lemmi

Dr. Mario C. Marconi

**Lugar de Trabajo:** Dto. de Física. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales.  
Universidad de Buenos Aires.

*Octubre de 2009*



## *Resumen*

En esta Tesis se discute el empleo de un láser de Ar ionizado, que emite a 46.9nm, en dos aplicaciones de gran importancia tecnológica. La primera es el desarrollo de un sistema de litografía compacto capaz de producir nano-estructuras con dimensiones típicas por debajo de 100nm. La segunda consiste en el diseño de un interferómetro por corrimiento de fase que potencialmente permitirá alcanzar una resolución mayor que los instrumentos actualmente disponibles

Las experiencias de fotolitografía realizadas muestran que es posible llevar a cabo procesos de nanofabricación con un dispositivo compacto y más versátil que los ya desarrollados para luz sincrotrón. Se analizaron varias configuraciones experimentales para implementar litografía de proximidad, litografía de proyección y litografía interferométrica con dos y cuatro haces. El experimento de litografía de proximidad fue realizado como prueba de principios y es la primera demostración de que el PMMA puede ser activado con los fotones provenientes del láser de 46.9nm. En este caso el detalle con tamaño más chico que se logró grabar en la muestra fue de 120nm. Un arreglo de agujeros de 360nm de diámetro y 20nm de profundidad, fue impreso utilizando la técnica de litografía de proyección. La técnica de litografía interferométrica se llevó a cabo, primero, utilizando un espejo de Lloyd mediante el cual el menor período que se logró transferir fue de 55nm. Posteriormente se realizó un experimento en el que, mediante el empleo de cuatro redes de difracción, se producen cuatro haces coherentes que interfieren para generar una distribución de intensidad que consiste en un arreglo de puntos luminosos. En este caso el tamaño de los agujeros fue del orden de los 60nm, consistente con el diseño de las redes.

El estudio de la segunda aplicación, interferometría por corrimiento de fase en el ultravioleta extremo, está motivado por el hecho de que un dispositivo que trabaje en ese rango de longitudes de onda permitiría, en principio, alcanzar una precisión muchas veces mayor que la obtenida con interferómetros que utilicen luz visible. Con este fin se diseñó, en primera instancia, un interferómetro apropiado para trabajar en ultravioleta extremo. Posteriormente se desarrolló un modelo capaz de simular la propagación del láser en el dispositivo. Para ello se tuvieron en cuenta las

características de la emisión de la fuente luminosa, es decir, se analizaron los efectos producidos por las fluctuaciones en puntería del haz de iluminación. Asimismo se analizó el comportamiento de los errores en la reconstrucción del frente de ondas como función de la tolerancia en los parámetros de emisión.

**Palabras Clave:** ultravioleta extremo (EUV), litografía de proyección, litografía de proximidad, litografía interferométrica, interferometría por corrimiento de fase.

## *EUV Nanolithography and High precision Metrology*

### *Abstract*

In this work we exploit the main features of a 46.9nm table-top laser, such as high coherence and high power, used in two applications with fundamental technological importance. These applications consist in developing a compact nanopatterning tool and in the design and the study of feasibility of a phase-shift interferometer.

The photolithography experiments were conducted with the aim of studying new techniques to enable nanomanufacturing processes with a compact and most versatile tool as those already developed for synchrotron light. We analyzed several experimental configurations to implement proximity lithography, projection lithography and interferometric lithography with two and four beams. Proximity lithography was implemented as a proof of principle experiment, to show that PMMA could be activated with the photons at 46.9nm coming from the Ne-like Ar laser. The smallest size recorded in the sample was 120nm. Holes of 360nm diameter and 20nm depth were printed with the projection lithography technique. Interferometric lithography was carried out, firstly using a Lloyd mirror through which the smallest transferred period was 55nm. Subsequently we conducted an experiment in which, we use four diffraction gratings to produce four coherent beams that interfere to generate an intensity distribution which consists of an array of intense spots. In this case the size of the holes was of the order of 60nm, which is consistent with the design of four gratings.

In the second part of this thesis, we designed a phase shift interferometer, capable of working in the extreme ultraviolet with the light coming from the Ne-like Ar laser. Since the wavelength of this laser is significantly smaller than that for the visible light, with this interferometer it is likely to get a much higher precision than that obtained with conventional interferometers. We design a EUV compatible interferometer and we design a model to simulate the beam propagation through the interferometer. The model was performed taking into account the random fluctuations of the incident beam. We analyzed the behavior of the errors in the reconstruction of the wavefront as a function of the tolerance parameters of issue.

**Keywords:** Extreme ultraviolet (EUV), projection lithography, proximity lithography, interferometric lithography, phase shifting interferometry.

## *AGRADECIMIENTOS*

---

A mis directores Dr. Claudio Lemmi y Dr. Mario Marconi por su asesoramiento científico y estímulo para seguir creciendo intelectualmente. Les agradezco por su infinita paciencia y por brindarme la oportunidad de recurrir a su capacidad y experiencia en un marco de confianza, afecto y amistad, fundamentales para la concreción de este trabajo.

A la Dra. Carmen Menoni, Dr. Jorge J. Rocca, Dr. Georgyi Vaschenko, Pzremek Wachulack, con quienes compartí el trabajo diario durante mi estadía en Estados Unidos. En especial al Dr. Jorge Rocca por su gran ayuda y permanente interés.

A Silvia Ledesma, Vera Brudny, Andrea Bragas, quienes por haber acudido siempre en mí ayuda, ocupan un lugar entre mis afectos.

A Dr. O. E. Martínez por su excelente predisposición para aclarar mis dudas cada vez que lo necesité.

A los integrantes de los laboratorios Engineering Research Center for Extreme Ultraviolet (EUV) Science and Technology (Colorado State University), Laboratorio de Electrónica Cuántica y Laboratorio de Procesado de imágenes (Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA), por compartir las jornadas laborales, creando un clima de trabajo agradable, durante las diferentes etapas de la realización de esta Tesis.

A la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, por brindarme una sólida formación académica.



Al Concejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas, por haberme otorgado la beca que permitió la realización de esta Tesis.

A mis amigos Brendan, Cristal, Mike, Jhonathan, Dale, Matilda, Courtney, Fernando, Luciana, Fede, y espero no olvidarme de nadie, quienes me hicieron pasar tantos momentos excelentes durante mi estadía en Estados Unidos. Especialmente a Dale Martz, my best roommate ever.

A mis amigos Lau, Vale, Winky, An, Ceci, Mariano, Euge, Gastón, Matías, Sergio, Chino, Fran, Martín, Susy, Ele, Gabi por su continuo y afectuoso aliento.

A mis amigos de la música, Naty, Luciano, Anita a la parrilla, Zahira, Duilio, Martín, Belén, Mijalis, el Cuarteto, la Escuela Orlando Goñi, Cantábile, Trapem, la Gandolfo, Orquesta Típica LdV, con quienes comparto mi pasión por la música.

A mi papá, mi mamá, Nati, Her, Nico, mis adoradas sobrinas, mis abuelos, por acompañarme en todo momento, por brindarme su amor, su comprensión y constante estímulo.

A todos, muchísimas gracias.

# ÍNDICE

<b>CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN</b>	<b>1</b>
<b>CAPÍTULO 2. LÁSERES DE DESCARGAS RÁPIDAS EN CAPILARES: EL LÁSER COMPACTO DE ARGÓN DE 46.9NM</b>	<b>13</b>
2.1 CARACTERÍSTICAS DEL LÁSER DE ARGÓN IONIZADO .....	15
2.2 EL LÁSER DE ARGÓN IONIZADO Y EL MODELO DE HACES GAUSSIANOS .....	27
<b>CAPÍTULO 3. IMPLEMENTACIÓN DE TÉCNICAS LITOGRÁFICAS UTILIZANDO UN LÁSER COMPACTO DE 46.9NM</b>	<b>35</b>
3.1 EVOLUCIÓN DE LA FOTOLITOGRAFÍA: IMPORTANCIA TECNOLÓGICA. ....	37
3.2 PROCEDIMIENTO GENERAL DE FABRICACIÓN DE NANOESTRUCTURAS MEDIANTE LAS TÉCNICAS LITOGRÁFICAS.....	43
3.3 LITOGRAFÍA DE PROXIMIDAD: EXPERIMENTO DE PRUEBA DE PRINCIPIOS .....	51
3.4 EXPERIMENTO DE LITOGRAFÍA DE PROYECCIÓN .....	56
3.5 EXPERIMENTO DE LITOGRAFÍA INTERFEROMÉTRICA UTILIZANDO UN ESPEJO DE LLOYD .....	60
3.6 EXPERIMENTOS DE LITOGRAFÍA INTERFEROMÉTRICA CON MÚLTIPLES HACES.....	71
<b>CAPÍTULO 4. INTERFEROMETRÍA POR CORRIMIENTO DE FASE EN EL RANGO EUV</b>	<b>81</b>
4.1 LA TÉCNICA DEL CORRIMIENTO DE FASE .....	82
4.2 ELECCIÓN DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL. DESCRIPCIÓN DEL MISMO .....	87
4.3 PROPAGACIÓN DE LOS HACES DE LUZ EN EL INTERFERÓMETRO .....	92
4.3.1 <i>Análisis de la difracción en las redes</i> .....	98
4.3.2 <i>Análisis de la reflexión en los espejos</i> .....	103
4.3.3 <i>Propagación de los haces en la aproximación de Fresnel</i> .....	104
4.3.4 <i>Cálculo de los caminos ópticos</i> .....	108
4.3.5 <i>Introducción de los desfasajes</i> .....	120
4.4 DISTRIBUCIÓN DE INTENSIDAD EN EL DETECTOR.....	122
4.4.1 <i>El diagrama de interferencia</i> .....	123
4.4.2 <i>El sistema expansor-colimador</i> .....	124
4.4.3 <i>El sistema de enfoque</i> .....	128
<b>CAPÍTULO 5. ANÁLISIS DE LA RECONSTRUCCIÓN DE LA FASE</b>	<b>131</b>
5.1 PARÁMETROS DE CONSTRUCCIÓN DEL INTERFERÓMETRO .....	133
5.2 RECUPERACIÓN DE LA FASE .....	135

5.3 CÁLCULO Y ANÁLISIS DE ERRORES .....	140
5.3.1 <i>Error absoluto, exactitud y precisión de la recuperación de la fase</i> .....	142
5.3.2 <i>Determinación del ángulo de inclinación de la cuña</i> .....	153
<b>CONCLUSIONES</b>	<b>159</b>
<b>GLOSARIO</b>	<b>165</b>
<b>APÉNDICES</b>	<b>167</b>
<b>I – PLACA ZONAL DE FRESNEL</b>	<b>167</b>
<b>II - LISTA DE PARAMETROS CONSTANTES Y VARIABLES UTILIZADOS EN EL MODELO DEL INTERFERÓMETRO</b>	<b>173</b>
<b>REFERENCIAS</b>	<b>175</b>

# *CAPÍTULO 1*

---

## *INTRODUCCIÓN*

En los últimos años se ha producido un avance significativo en el desarrollo de fuentes de luz compactas con longitudes de onda en el ultravioleta extremo (EUV), que abarca el rango de 10 a 50nm<sup>[1]</sup>. Este hecho hizo que las mismas fueran más accesibles a mayor cantidad de investigadores pertenecientes a pequeños grupos y ha potenciado las investigaciones en un gran número de aplicaciones en donde se utilizan longitudes de onda cortas. Entre estas aplicaciones se pueden nombrar, la caracterización y el procesado de materiales<sup>[2-5]</sup>, las técnicas de metrología de muy alta resolución<sup>[6-11]</sup>, los estudios en física atómica, fotoquímica y fotofísica<sup>[12,13]</sup>, la adquisición de imágenes biológicas<sup>[14-16]</sup>, el diagnóstico de plasmas de muy alta densidad<sup>[17-21]</sup> y el estudio de fenómenos no lineales<sup>[22]</sup>.

Entre las opciones de fuentes de luz en el EUV se pueden mencionar, la generación de armónicos en láseres de muy alta energía<sup>[23-32]</sup>, las fuentes sincrotrón<sup>[33,34]</sup>, los láseres de electrones libres (FEL)<sup>[35-39]</sup> y los láseres producidos en plasmas densos<sup>[40-54]</sup>.

Los sincrotrones, tienen la ventaja importante de ser sintonizables en un amplio rango del espectro electromagnético, incluyendo el EUV. Sin embargo, no tienen el brillo suficiente (potencia media por unidad de ancho de banda y unidad de ángulo sólido), como para estudiar algunos fenómenos que requieren de un alto flujo de fotones, como por ejemplo fenómenos no lineales en longitudes de onda cortas<sup>[22]</sup>, o para el

diagnóstico de plasmas densos<sup>[17-21]</sup>. Su uso como gran *facility* posee numerosas desventajas, en primer lugar el costo para su construcción es muy elevado, en segundo lugar tienen un gran costo de mantenimiento. Estas dos características hacen que el acceso a los mismos sea limitado, lo que trae como consecuencia un avance lento en un gran número de experimentos.

Una alternativa basada en la tecnología de aceleradores, es el uso de emisión espontánea auto-amplificada en el láser de electrones libres (FEL) según sus siglas en inglés<sup>[35,36]</sup>. Un FEL consiste básicamente en un acelerador de electrones capaz de producir un haz con energía en el rango de los MeV. El haz de electrones es inyectado en una serie de onduladores o "wigglers" compuestos por pares de imanes permanentes, con polaridades alternadas y con el campo dirigido en la dirección perpendicular a la dirección de propagación de los electrones. La periodicidad y separación de los imanes está ajustada para que los fotones generados en un wiggler, debido a la deflexión del haz de electrones, estén en fase con la radiación generada en el siguiente wiggler, produciendo de esta manera, un fenómeno colectivo de amplificación de radiación similar al que se produce en un medio láser convencional. Por lo tanto, se obtiene emisión coherente, más potente que la radiación espontánea emitida por el sincrotrón. Sin embargo, estos láseres no van a constituir dispositivos compactos en un futuro cercano.

Otra opción para obtener radiación coherente con longitud de onda corta, es la utilización de técnicas de óptica no lineal para generar armónicos superiores a partir de láseres que emiten usualmente en frecuencias ópticas. Un láser de pulsos cortos y alta potencia pico, es enfocado en un gas atómico. La fuerte interacción no lineal del haz láser con los átomos resulta en la emisión coherente de armónicos de órdenes superiores, como un haz de muy baja divergencia<sup>[27-29]</sup>. Las fuentes de armónicos superiores producen pulsos cortos sintonizables (en valores discretos correspondientes a los diferentes armónicos) en un amplio rango de longitudes de onda que incluyen hasta los rayos x (RX), sin embargo, hasta el momento no se logró obtener niveles elevados de potencia (típicamente 0.2nJ/pulso en cada armónico, o aproximadamente 100 fotones por pulso, dependiendo del número de armónico)<sup>[25,26]</sup>. Se ha usado una gran variedad de longitudes de onda y duración de pulsos para generar armónicos de orden muy alto. Por ejemplo L'Huillier observó armónicos hasta el orden 135 usando

como medio no lineal un gas noble y como fuente de iluminación un láser de 1054nm de longitud de onda y pulsos de 1ps de duración<sup>[30]</sup>. Macklin observó armónicos hasta el orden 109, usando pulsos de 125fs de duración y 806nm de longitud de onda en Neón<sup>[31]</sup>. Preston obtuvo los armónicos hasta el orden 37 de un láser de KrF, que emite pulsos de 380fs de duración y 248nm longitud de onda usando como medio no lineal iones de Helio<sup>[32]</sup>. La longitud de onda más corta observada fue de 2.7nm aproximadamente, que corresponde al orden 300 de un láser de Ti: Zafiro que emite pulsos de 26fs con una longitud de onda central de 800nm, usando Helio como medio no lineal<sup>[24]</sup>.

Una alternativa interesante son los láseres que se basan en la amplificación directa de la emisión espontánea en un plasma y son capaces de emitir en longitudes de onda en el rango EUV ( $1nm < \lambda < 50nm$ ). En estos láseres, la inversión de población se obtiene excitando iones mediante colisiones. Esto significa que el nivel superior láser es excitado mediante el impacto directo de electrones para llegar a grados de ionización correspondientes a la secuencia del Níquel<sup>[40]</sup> o del Neón<sup>[41]</sup>.

En el caso de láseres bombeados por láseres, se utiliza un esquema de excitación de dos pasos. En primer lugar se emplea un pulso "largo" (con una duración entre 200ps y 1ns, y valores de energía entre una fracción de Joule y varios Joules), para iluminar un blanco y producir un plasma con grado de ionización en la secuencia del Níquel o del Neón. Este pulso genera un plasma que se deja expandir durante un cierto tiempo para asegurar la eliminación (o la moderación) de los gradientes de densidad, característicos en plasmas producidos por irradiación láser. Luego de un tiempo, que es elegido para optimizar el grado de ionización, la densidad electrónica, y los gradientes de densidad, el plasma es iluminado con un segundo pulso láser cuya duración es del orden de los picosegundos o menor. Este pulso ultracorto, aumenta rápidamente la temperatura electrónica para igualar o exceder la correspondiente a la energía de excitación del nivel superior láser, generando inversión de población transitoria. Las condiciones de gran ganancia duran por algunos picosegundos y decaen rápidamente luego de 5 a 15ps, como resultado de la redistribución colisional de la población electrónica en los distintos estados excitados, ionización y enfriamiento del plasma.

Otro esquema posible es el de excitación por descargas eléctricas. En este caso un pulso de baja corriente (alrededor de 10 A y varios microsegundos) genera un plasma tenue en un canal de descarga cilíndrico o "capilar". Este plasma tenue preioniza el medio favoreciendo la descarga homogénea de un segundo pulso de corriente que excita el medio láser (en este caso Ar) a niveles de  $Ar^{+8}$  (o también llamado Argón "tipo" Neón). El segundo pulso de corriente (típicamente de 60ns de duración y 40kA) genera un campo magnético que envuelve al capilar. Al estar los iones acelerados en la dirección del eje de dicho capilar, el campo magnético produce una compresión rápida de los mismos que da lugar a un plasma muy denso y caliente. Fotones emitidos desde un extremo del capilar inducen a que los iones excitados decaigan produciendo la emisión coherente.

En Colorado State University (CSU) se desarrolló un láser EUV compacto, bombeado por descargas eléctricas como el descrito anteriormente. La radiación es producida por una descarga en Argón ionizado 8 veces. Su longitud de onda es 46.9nm con un ancho espectral del orden de  $510^{-3} nm$ . Las principales características de este láser: longitud de onda corta, alta potencia y alta coherencia, hacen que resulte una alternativa interesante para realizar muchos experimentos que son inaccesibles con otras fuentes EUV. Su potencia media coherente por unidad de ancho espectral es similar a la generada por un sincrotón de tercera generación, mientras que su potencia coherente pico es de 5 a 6 órdenes de magnitud mayor a la potencia obtenida con la generación actual de sincrotrones en esa longitud de onda.

En esta Tesis se describen dos aplicaciones de este láser a procesos de fundamental importancia tecnológica: litografía óptica para la fabricación de nanoestructuras e interferometría en el EUV para metrología de alta precisión.

La nanotecnología abarca a las ramas de la ciencia y de la técnica en donde se desarrollan procesos cuyas distancias características están en la escala nanométrica (esto es, entre 1 y 100 nanómetros)<sup>[55-58]</sup>. Esta área involucra el estudio, diseño, síntesis y manipulación de materiales, dispositivos y sistemas funcionales a través del control de la materia a nivel atómico y molecular. Si bien se encuentra actualmente en el comienzo de su desarrollo, y sólo pueden crearse estructuras relativamente rudimentarias con algún control, se ha logrado un gran progreso basado en la capacidad de medir,

manipular y organizar materia en esta escala. La disponibilidad de nuevos instrumentos capaces de "ver" y "tocar" en esta escala dimensional, como por ejemplo el microscopio de fuerza atómica (AFM) inventado a principios de los ochenta por Binnig, Quate y Gerber (IBM-Zurich)<sup>[59]</sup>, ha permitido acceder al estudio de materiales en dimensiones nunca alcanzadas anteriormente (por debajo de 100 nm).

Las nanoestructuras o los nanosistemas exhiben propiedades interesantes que son significativamente diferentes a las que tendría el mismo material en mayor volumen. Algunas de estas propiedades son excitación cuantificada<sup>[60,61]</sup>, apantallamiento de Coulomb<sup>[62]</sup>, efecto túnel con electrones únicos (SET)<sup>[63]</sup>, transiciones metal-aislante<sup>[64]</sup>, etc.. Estos fenómenos ocurren en estructuras lo suficientemente chicas como para que los efectos cuánticos dominen. Como se muestra desde la mecánica cuántica, los estados electrónicos de las nanoestructuras cambian considerablemente respecto de los estados del mismo material en mayor volumen, y esto se debe a los efectos de cuantización causados por el confinamiento espacial. Por otro lado, la estructura electrónica, es responsable de propiedades macroscópicas de la materia como la conductividad eléctrica, la absorción óptica, la reactividad química y hasta de propiedades mecánicas como la elasticidad. Como consecuencia, también el comportamiento de estas propiedades es distinto cuando se trata de un elemento que conforma nanoestructuras que cuando se trata del mismo elemento formando parte de un gran volumen. Es por esto que las nanoestructuras son útiles para crear sistemas novedosos y materiales con propiedades únicas.

Un campo que está ligado con la nanotecnología y que por su importancia económica no se puede ignorar es la microelectrónica. En microelectrónica, "mas chico" ha significado siempre mejor (más componentes por chip, respuesta más rápida, menor costo, menor consumo de energía, y mejor performance)<sup>[65-67]</sup>. La industria semiconductor ha invertido una enorme cantidad de recursos para producir los circuitos actuales con tamaños críticos por debajo de los 50nm, de modo de mantener el ritmo de avance de la ley de Moore<sup>[68,69]</sup> (sección 3.1). Según la misma, se estima que alrededor del año 2013, se empleará la técnica de fotolitografía con iluminación en 13.5nm, para fabricar circuitos integrados cuyas dimensiones críticas están alrededor de los 32nm ("nodo de 32nm")<sup>[70]</sup>. La elección de esta longitud de onda para la próxima generación de litografía está basada en la alta eficiencia de los recubrimientos



multicapas que es posible fabricar a esa longitud de onda y que facilita la fabricación de óptica reflectiva necesaria para implementar un sistema fotolitográfico. Sin embargo, las herramientas utilizadas para la producción masiva de los circuitos integrados están lejos de poder ser utilizadas en un laboratorio orientado a la investigación y al desarrollo de técnicas de nanofabricación. Debido a esto, en los laboratorios de investigación se han empleado técnicas alternativas en las cuales las características más importantes son la simplicidad y versatilidad necesarias para hacer prototipos o experimentos de prueba de principios.

La miniaturización también es una tendencia en otra gama de aplicaciones. Hay esfuerzos activos en el desarrollo de memorias magnéticas para que tengan dimensiones tan chicas como 100nm<sup>[71]</sup>, compact disc (CDs) con detalles menores a 50nm para ser leídos con dispositivos de barrido por sonda<sup>[72]</sup>, y sensores de tamaños nanométricos o dispositivos nano electro mecánicos (NEMS)<sup>[73]</sup>. La habilidad de fabricar en escala nanométrica también permite el desarrollo de investigación de las tecnologías que se basan en principios físicos (como por ejemplo efectos cuánticos debidos al confinamiento) que no pueden ser exploradas o están ausentes en estructuras de tamaños en escala macroscópica o microscópica. Dispositivos revolucionarios como matrices de láseres de puntos cuánticos<sup>[74]</sup>, láseres de cascada cuántica<sup>[75]</sup>, transistores de un único electrón<sup>[76]</sup> y arreglos de imanes de tamaños en el rango de los nanómetros<sup>[77]</sup>, están apareciendo rápidamente como prototipos en los laboratorios de investigación. En todas estas aplicaciones, la fabricación de las nanoestructuras representa el primero, y uno de los más importantes desafíos para la realización de las mismas. Así, para mantener el ritmo de este permanente desarrollo es necesario crear nuevas técnicas y herramientas que permitan fabricar nanoestructuras de manera controlada.

Actualmente, en los procesos de fabricación de nanoestructuras, se emplean básicamente dos técnicas, conocidas comúnmente como "bottom up" y "top down". En las "bottom up", también conocidas como litografías suaves, la nanoestructura es construida desde la superficie. La estrategia se basa en usar y controlar las características físicas y las reacciones químicas que tienen lugar en dicha superficie y son responsables de la generación de las nanoestructuras. Un ejemplo de esta aplicación es el auto ensamblado de nanoesferas, polímeros, o la organización

espontánea de diferentes tipos de especies químicas en la superficie del sustrato<sup>[78,79]</sup>. Las técnicas "*top-down*" son probablemente las más aplicadas y son las usadas por la multimillonaria industria electrónica, para la producción de las complejas estructuras tridimensionales que conforman a los circuitos integrados. En general estas técnicas consisten en una secuencia de operaciones que incluyen litografía, grabado, recubrimiento, crecimiento, etc.

Dentro de las técnicas "*top-down*", la litografía por escritura de haz de electrones (e-beam) y la fotolitografía son probablemente los dos procesos que proveen la mayor versatilidad en fabricación en pequeña escala. Ambas se basan en la activación de un material sensitivo adecuado, usualmente un polímero que es capaz de ser activado por electrones o fotones (en la sección 3.2 se detalla el procedimiento general para imprimir patrones mediante estas técnicas). El polímero activado, en el que está definido un patrón compuesto de nanoestructuras, constituye una máscara que sirve para transferir la nanoestructura a la superficie del sustrato mediante diferentes técnicas (*etching*, *lift-off*)<sup>[80,81]</sup>. La litografía e-beam permite imprimir nanoestructuras de formas arbitrarias y con tamaños críticos de decenas de nanómetros. El proceso de escritura es realizado mediante un haz de electrones que dibuja punto a punto las nanoestructuras en la fotorresina. Dado que es un proceso serial, es intrínsecamente lento. La litografía óptica (ya sea de contacto, de proyección o interferométrica) es un proceso intrínsecamente paralelo, dado que los fotones pueden ser manipulados para formar imágenes o diagramas de interferencia que activan la fotorresina sobre toda la superficie de interés al mismo tiempo. Como se verá en el Capítulo 3, en el caso de litografía óptica, un camino directo para disminuir el tamaño de los detalles que se pueden imprimir, es la reducción de la longitud de onda. Esta es la razón por la cual este tipo de litografía es comúnmente implementada usando fuentes de iluminación en el ultravioleta (UV). En este sentido, los láseres compactos que emiten en el EUV abren nuevas posibilidades para realizar estructuras nanométricas con un dispositivo experimental pequeño (*table-top*).

La tendencia de disminuir la longitud de onda como estrategia para disminuir el tamaño de las estructuras impresas en los procesos litográficos y la baja disponibilidad de materiales transparentes para longitudes de onda cortas, hace necesario que los sistemas ópticos refractivos deban ser suplantados por sistemas reflectivos. En los

sistemas con iluminación en el EUV, la óptica de proyección está conformada por espejos de multicapas que son resonantes con la longitud de onda que se utiliza para iluminar y operan en un ángulo de incidencia específico, o por espejos monocapa en incidencia rasante. Dada la gran absorción en los materiales para estas longitudes de onda, se busca minimizar la cantidad de espejos utilizados<sup>[82]</sup>. Si se desea que estos sistemas funcionen en el límite de difracción para obtener calidad litográfica, la desviación del frente de ondas con respecto a la forma del frente de ondas ideal (por ejemplo esférico), debe satisfacer la condición de Maréchal. Esto es, la desviación debe ser del orden de  $\lambda/14$  rms, donde  $\lambda$  es la longitud de onda en la que opera el sistema. Suponiendo que se tiene un sistema formado por 4 espejos operando en el EUV, el error de cada espejo resulta ser menor a  $\lambda_{EUV}/50$  rms, si se asumen errores no correlacionados. En suma, para que los sistemas litográficos EUV funcionen en el límite de difracción y brinden la calidad requerida, es necesario que los frentes de onda involucrados tengan distorsiones menores que  $\lambda_{EUV}/50$  (por ejemplo, 0.27nm para  $\lambda = 13.4nm$ ). En términos de las técnicas de metrología que utilizan luz visible, por ejemplo iluminando con un láser de Helio Neón, esto equivaldría a medir frentes de onda con errores del orden de  $\lambda_{HeNe}/2400$ . Estos requerimientos están por encima de las posibilidades de la metrología actual en el visible.

La caracterización de estos espejos para el EUV debe hacerse en longitudes de onda cortas por dos razones: por un lado inherentemente, la precisión aumenta al usar longitudes de onda cada vez más cortas, por otro lado para caracterizar espejos multicapas se necesitan usar longitudes de ondas resonantes con el sistema de multicapas<sup>[83,84]</sup>. El frente de ondas utilizado para iluminar, está determinado por la forma de la superficie de los espejos y las propiedades de los recubrimientos multicapas, que son depositados en grandes superficies de sustratos (típicamente algunos centímetros cuadrados). En general las distintas capas están compuestas por dos materiales de distinto número atómico (Z), depositadas alternadamente. Cuando la radiación interactúa con el sistema de multicapas, la superposición del campo electromagnético incidente y reflejado en las distintas capas, genera ondas estacionarias dentro del sistema. El campo reflejado está constituido por las reflexiones en las sucesivas capas. El espesor de las capas se elige de manera que la diferencia de fase entre distintos períodos de la multicapas, sean múltiplos enteros de la longitud de

onda para la cual el espejo fue diseñado. De este modo, el campo reflejado interfiere constructivamente, dando a lugar a la máxima reflectividad. La condición para la interferencia constructiva está dada por la ley de Bragg  $n\lambda = 2d \sin(\theta)$ , donde  $d$  es el período de las multicapas,  $\theta$  es el ángulo de incidencia (medido desde la superficie del espejo) y  $\lambda$  la longitud de onda de iluminación. Esta ecuación es un parámetro para el diseño del espaciado de las distintas capas, para un ángulo de incidencia y longitud de onda definidos. Como consecuencia, la reflectividad en los recubrimientos multicapas depende del ángulo de incidencia y de la longitud de onda de iluminación, obteniendo un campo reflejado muy monocromático. Cualquier imperfección en alguna de las capas puede inducir puntos o centros que difractan luz e introducir defectos en el frente de ondas reflejado, que sólo son detectables utilizando longitudes de onda resonantes con el sistema de multicapas, ya que cualquier otra longitud de onda, no penetra en la multicapas, y los defectos en las capas internas resultan invisibles a esa longitud de onda. Esto representa una limitación fundamental sobre la metrología: dado que los recubrimientos reflectivos son resonantes con la longitud de onda de iluminación, no es posible utilizar longitudes de onda en el espectro visible para determinar imperfecciones en las diferentes capas del recubrimiento. De este modo, la única forma de caracterizar estos espejos, es utilizando la misma longitud de onda para la cual el elemento óptico fue diseñado (caracterización *at wavelength*).

La fabricación de estos espejos, requiere de mediciones en tiempo real como mecanismo de retroalimentación para el control de la superficie final. En general, la técnica metrológica elegida para controlar la fabricación de elementos ópticos es la interferometría, por varias razones: la unidad de medida es una fracción de la longitud de onda de iluminación, la superficie a estudiar puede ser muestreada en un gran número de puntos ( $>10^5$ ) simultáneamente, y el tiempo de adquisición de los interferogramas es corto, típicamente cercano a 1s. Los interferómetros con iluminación en el visible son muy adecuados para la caracterización de óptica en donde una precisión entre  $\lambda_{vis}/20$  a  $\lambda_{vis}/50$  rms es suficiente. Sin embargo, como se mencionó anteriormente, esta precisión no es suficiente cuando se desea evaluar un espejo para el EUV. Es evidente que un interferómetro que trabaje en el EUV presentará una alta sensibilidad ya que el desplazamiento de las franjas de interferencia ocasionado por determinada aberración es tanto mayor cuanto más corta es la longitud de onda de

iluminación<sup>[7]</sup>. Por ejemplo, una imperfección que introdujese una distorsión de un centésimo de franja ( $\lambda_{EUV} / 100$ ) con iluminación EUV, resultaría en un desplazamiento de la mil doscientas avas partes de una franja si se utilizase iluminación en el visible ( $\lambda_{vis} / 1200$ ) por lo que sería imposible de detectar.

Las técnicas de interferometría de corrimiento de fase (técnicas en el dominio temporal), presentan varias ventajas sobre los métodos de análisis de interferogramas estáticos, que se aplican en el dominio espacial (digitalización y localización de franjas, esqueletización de franjas, métodos *lateral shear*, Fourier): la precisión de las técnicas de corrimiento de fase es por lo menos 100 veces mayor que las de digitalización, son más resistentes al ruido, tienen baja sensibilidad a variaciones espaciales en la respuesta del detector, y son relativamente fáciles de implementar.

Dado que la utilización de una fuente de luz coherente, con una longitud de onda en el EUV, permitiría obtener una precisión por lo menos 10 veces mayor que la que se puede obtener con láseres en el visible, resulta de interés estudiar la posible utilización de un láser con características similares al desarrollado en CSU en un interferómetro por corrimiento de fase.

En esta Tesis se abarcan los dos aspectos discutidos anteriormente, litografía e interferometría. La primera parte corresponde a la implementación de distintos experimentos de fotolitografía, que se llevan a cabo con el objetivo de demostrar la viabilidad de utilizar un esquema compacto en procesos de nanofabricación más versátiles que los ya desarrollados con litografía por haz de electrones. En la segunda parte se realiza un estudio de factibilidad para implementar un interferómetro de corrimiento de fase, iluminado por el láser de 46.9nm.

Habiendo presentado las principales motivaciones de esta Tesis, a continuación se describe brevemente la organización de la misma. En el capítulo 2 se explica el funcionamiento del láser de Ar de 46.9nm y se detallan sus características. Luego, en el capítulo 3, se presentan los cuatro experimentos de litografía realizados. En particular en la sección 3.3, se muestran los resultados obtenidos mediante la técnica de litografía de proximidad, que fue realizado como experimento de prueba de principios, y en el que

se utilizó una máscara ubicada a unos pocos micrones de la fotorresina<sup>[85,86]</sup>. En la sección 3.4 se describen los resultados alcanzados mediante la utilización de la técnica de litografía de proyección<sup>[87-90]</sup>. En esta experiencia se proyectó la imagen de una matriz de agujeros sobre el material fotosensible utilizando una placa zonal. En las secciones 3.5 y 3.6 se presentan las experiencias relacionadas con la técnica de litografía interferométrica. Se describe primero aquella en la que se utilizó un espejo de Loyd<sup>[88,90-100]</sup> para imprimir detalles de tamaño controlable y posteriormente un interferómetro de cuatro redes para producir interferencia de múltiples haces<sup>[87,88]</sup>.

Los capítulos siguientes son destinados al diseño y análisis del interferómetro por corrimiento de fase. En el capítulo 4, se explican los fundamentos utilizados tanto para la elección del dispositivo como para la elección del modelo teórico que permite realizar las simulaciones numéricas. También allí se describe el cálculo de la distribución de intensidad de la figura de interferencia, realizado en base al modelo de haces gaussianos. Por último, los resultados de las simulaciones, que constituyen el estudio de factibilidad, se muestran en el capítulo 5.



## *CAPÍTULO 2*

---

### ***LÁSERES DE DESCARGAS RÁPIDAS EN CAPILARES: EL LÁSER COMPACTO DE ARGÓN DE 46.9NM***

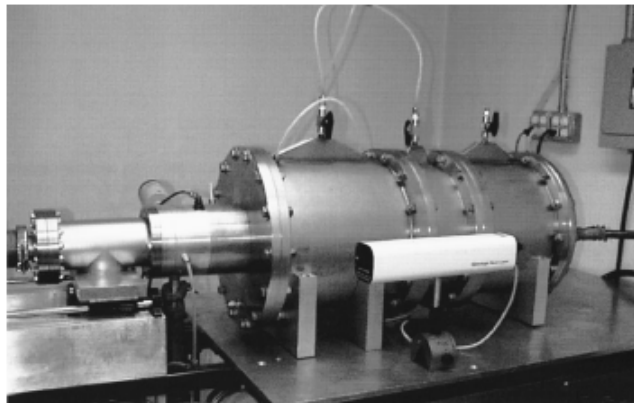
En este capítulo se explicará el funcionamiento del láser "tipo" Neón (*Ne-like Argón*) que emite a 46.9nm y que fue utilizado en los experimentos realizados durante esta Tesis. Un mecanismo para crear radiación coherente con longitud de onda corta, es generar inversión de población entre dos niveles de una especie altamente ionizada. Un método para generar plasmas con alto grado de ionización es mediante impacto electrónico, inducido por una descarga rápida de corriente alta en un gas ionizado. Utilizando este método de excitación, se ha logrado generar pulsos láser con energía por pulso y energía media, sin precedentes para este rango de longitudes de onda<sup>[43]</sup>. Este láser, fue desarrollado por Rocca *et al* en 1994<sup>[44,45]</sup>, quienes observaron por primera vez la amplificación en 46.9nm (26.5eV) correspondiente a la transición entre los niveles energéticos 3p–3s J=0 y 3p–3s J=1 del Argón ionizado 8 veces (Ne-like Ar).

El funcionamiento de este láser se basa en generar inversión de población mediante una descarga tipo Z-pinch en una columna de plasma de Ar ionizado 8 veces. Las columnas de plasma se generan mediante descargas que producen pulsos de corriente, en capilares cilíndricos de polyacetal o cerámica (dióxido de aluminio), de 12 a 30 cm de largo y 4mm de diámetro, llenos de Ar. En primer lugar se realiza una descarga de un pulso de corriente del orden de 10A y varios microsegundos de duración para producir preionización uniforme. Este prepulso permite que la descarga de un segundo pulso de corriente sea repetitiva. El segundo pulso de corriente excita al



medio láser, produciendo la rápida compresión, calentamiento y expansión del gas. Esta descarga de corriente consiste en un pulso de decenas de nanosegundos de duración y entre 20 y 40 kA, que tiene un tiempo de subida del orden de 20-40 ns, en los que la señal varía entre el 10% y el 90% del valor pico. El pulso rápido de corriente a lo largo del capilar, genera un campo magnético que envuelve al capilar confinando el plasma. Dado que los iones están acelerados en la dirección del eje del capilar, el campo magnético produce una rápida compresión de los mismos, generando un plasma muy denso y muy caliente. Fotones emitidos desde un extremo del capilar inducen a que los iones excitados decaigan produciendo la emisión coherente. El campo magnético generado por el pulso de corriente despegga el plasma de las paredes y genera una columna de plasma comprimida con alto grado de ionización. La emisión del láser resulta en pulsos de 0.8ns de duración e intensidad pico del orden de 0.88mJ ( $2 \cdot 10^{14}$  fotones/pulso), con una repetición de 4Hz y potencia media 3.5mW<sup>[54]</sup>

Este láser es muy compacto, ocupando un área de 0.7 x 2.6m<sup>2</sup>. En la figura 2.1 se observa una foto del mismo y de un láser de He-Ne ubicado en la parte frontal, para la comparación de tamaños. La reducción del tamaño, costo y complejidad de los láseres en el EUV, facilita una amplia gama de aplicaciones. Además de los experimentos de litografía desarrollados en esta Tesis<sup>[85-100]</sup>, los experimentos de proyección de sombras<sup>[101]</sup>, interferometría<sup>[19,102,103]</sup>, microscopía<sup>[104-106]</sup>, holografía<sup>[107,108]</sup> y ablación<sup>[4,109]</sup>, son ejemplos de aplicaciones ya realizadas utilizando el láser compacto de 46.9nm.



**Figura 2.1:** Fotografía del láser de 46.9nm comparando su tamaño con un láser de He-Ne de 5mW

En la sección 2.1, se describirán las características principales del láser utilizado en esta Tesis. En la sección 2.2 se desarrolla el modelo de haces gaussianos, que será utilizado para simular la propagación del haz láser dentro del interferómetro que se describirá en los capítulos 4 y 5.

## 2.1 CARACTERÍSTICAS DEL LÁSER DE ARGÓN IONIZADO

En esta sección se muestran varias características del láser, como ser la potencia pico y la potencia media en función del tiempo, la divergencia, la distribución de intensidades, la coherencia espacial, la coherencia temporal y la forma del frente de ondas.

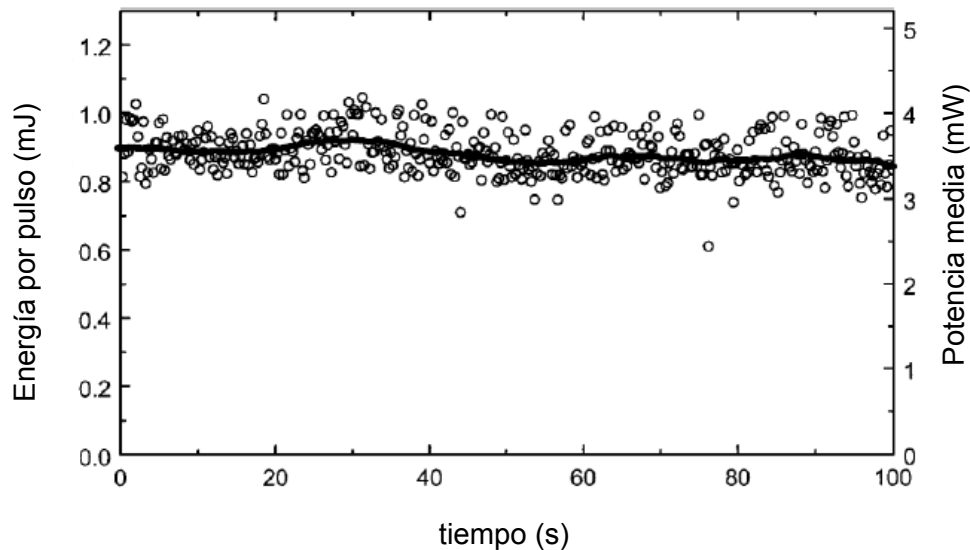
Una de las características más importantes de este láser es que es la fuente más brillante que se dispone actualmente con esta longitud de onda. El brillo se define como la cantidad de fotones por unidad de tiempo ( $\Delta t$ ), por unidad de área ( $\Delta A$ ), por unidad de ángulo sólido ( $\Delta \Omega$ ) y en un cierto ancho de banda ( $0.1\% BW$ ), o sea aquellas frecuencias que se encuentran en el intervalo de frecuencias de ancho  $10^{-3} \omega$ , centrado en la frecuencia  $\omega$ .

$$B = \frac{\text{fotones}}{\Delta A \Delta t \Delta \Omega \ 0.1\% BW} \quad (2.1)$$

Como se puede observar de la expresión (2.1), y se explicará con más detalle en esta sección, el hecho que este láser tenga gran brillo, es una consecuencia de que tanto su potencia media como su coherencia son altas. La emisión de este láser es no polarizada, y produce una potencia espacialmente coherente por unidad de ancho de banda, que es comparable a la de un sincrotrón de tercera generación, y una potencia coherente pico por unidad de ancho de banda ( $10^{23}$  fotones/ (s mm<sup>2</sup> mrad<sup>2</sup> 0.01% BW) que es aproximadamente 6 órdenes de magnitud mayor que la del sincrotrón.

Machieto *et al*<sup>[54]</sup> midieron la energía y la potencia media de este láser utilizando un capilar de 34.5cm de largo. En la figura 2.2 se muestran las mediciones realizadas

de la energía por pulso medida durante un tiempo de 100s. La energía media es del orden de  $(0.88 \pm 0.06)$  mJ. En la misma figura se observa la potencia media del láser, calculada a partir de las mediciones de la energía media por pulso. Para hacer este cálculo se promediaron las mediciones en ventanas de 60 pulsos consecutivos. Luego, desplazando la ventana de a un pulso y calculando el promedio cada vez, se obtuvo la potencia media como función del tiempo. La potencia media resultó ser del orden de 3.5mW.

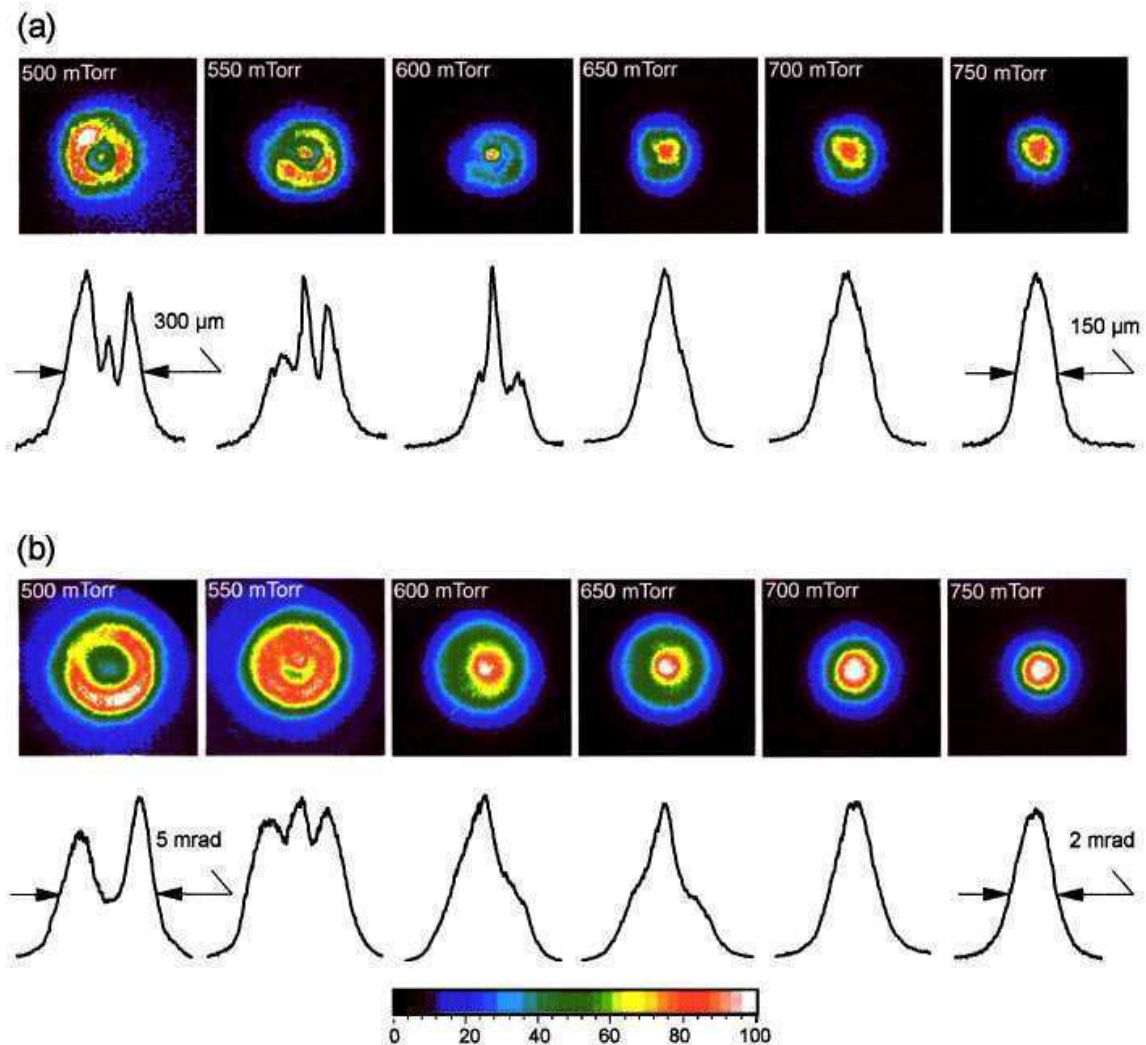


**Figura 2.2:** Indicado con puntos, se muestra la energía por pulso en función del tiempo para el láser de Ar utilizando un capilar de 34.5cm. En línea continua se muestra la potencia media calculada como un promedio de 60 pulsos consecutivos del láser de Ar ionizado, utilizando el mismo capilar.

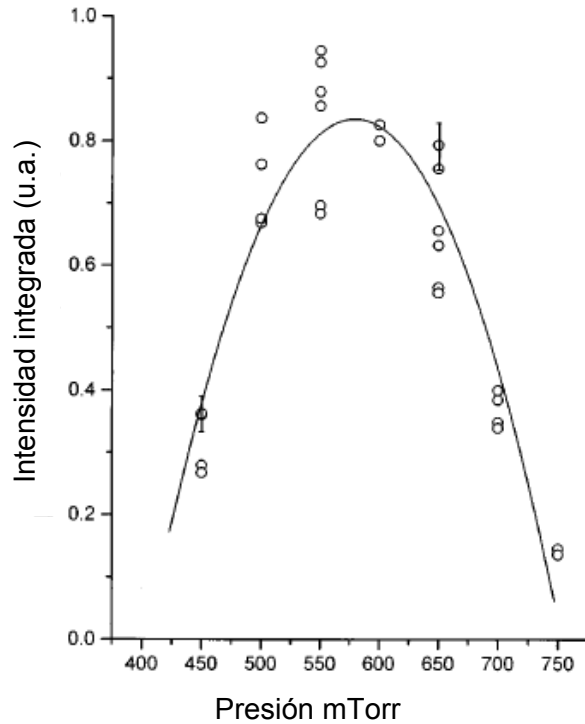
La divergencia del haz y la distribución de intensidades fueron medidas sistemáticamente para un amplio rango de parámetros de la descarga<sup>[110]</sup>. La figura 2.3 muestra la variación de la distribución de intensidad en campo cercano y en campo lejano como función de la presión de la descarga en un capilar de polyacetil de 4mm de diámetro y 16.4cm de longitud. En la figura 2.4 se muestra la variación de la potencia del láser como función de la presión inicial de la descarga. Las mediciones se obtuvieron a partir de la integración de las intensidades de campo lejano correspondientes a la figura 2.3. La línea continua es un ajuste cuadrático de las mediciones.

Se observó que el tamaño del haz a la salida del amplificador y la divergencia crecen de 150 a 300mm y de 2 a 5mrad respectivamente a medida que la presión

disminuye de 570 a 500 Torr. Simultáneamente, la distribución de intensidades cambió de tener un único pico a tener una distribución anular. Estos efectos son el resultado del aumento de la refracción en las descargas de baja presión causado por los gradientes de densidad<sup>[110]</sup>. El aumento en los gradientes de densidad es el resultado de la gran compresión y disminución del diámetro de la columna del plasma en las descargas de baja presión. En las imágenes de la distribución de intensidades correspondiente a las descargas de alta presión se observa una gran simetría cilíndrica, y muchísima menos estructura que aquellas que han sido reportadas en otros láseres compactos que también emiten en el EUV<sup>[111]</sup>



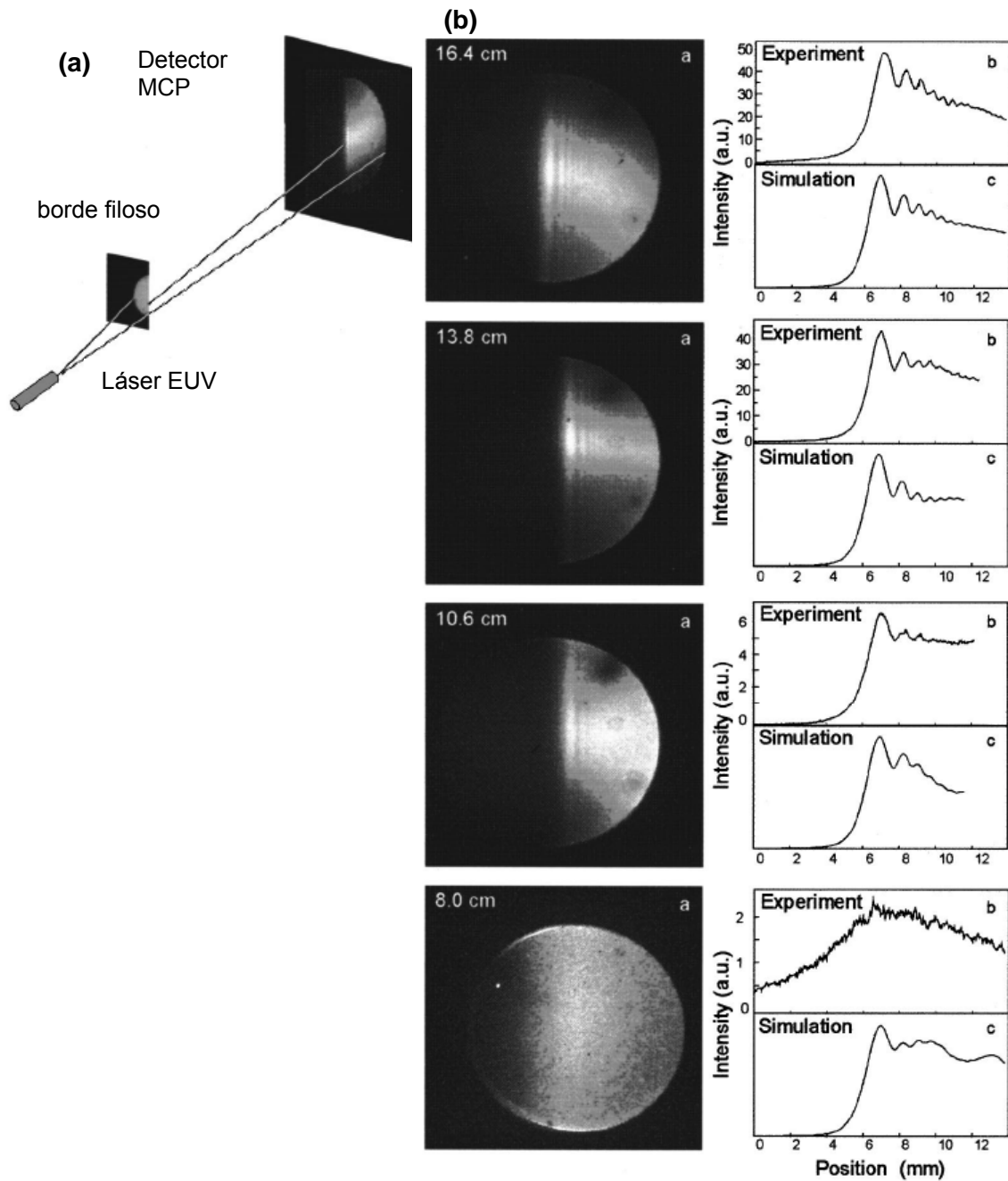
**Figura 2.3:** Distribución de intensidad obtenida en campo cercano (a) y campo lejano (b) como función de la presión, correspondiente a un capilar de 16.4cm de largo y 4mm de diámetro, excitado con un pulso de corriente de 37kA. En cada caso se muestra además un corte vertical de las imágenes. El pseudocolor en las mismas indica la intensidad relativa dentro de las imágenes. La variación de la energía del láser con la presión se puede observar en la figura 2.4<sup>[110]</sup>.



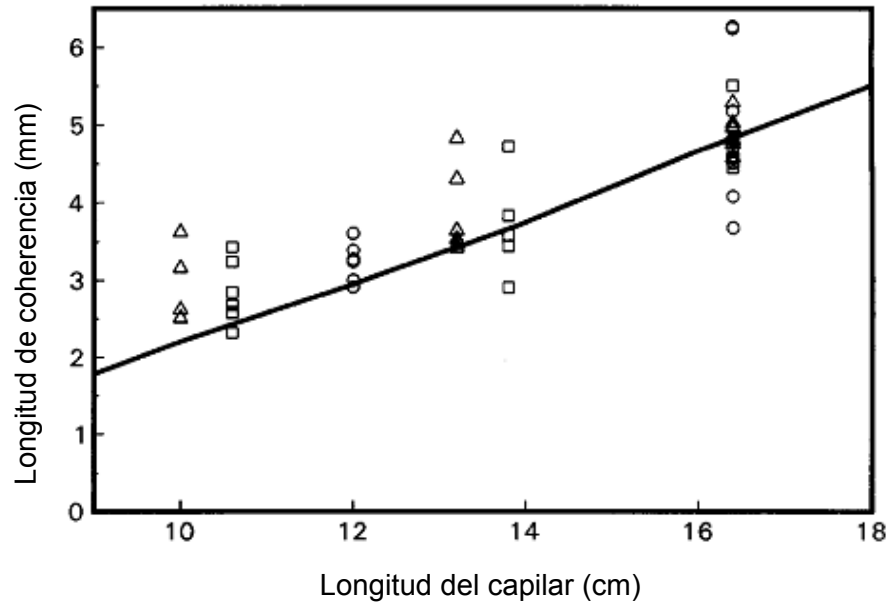
**Figura 2.4:** Variación de la potencia del láser como función de la presión inicial de la descarga. Las mediciones se obtuvieron a partir de la integración de las intensidades de campo lejano correspondientes a la figura 2.3. La línea continua es un ajuste cuadrático de las mediciones<sup>[110]</sup>.

Otra característica importante de este láser es el grado de coherencia espacial. Las mediciones realizadas por Marconi *et al*<sup>[112]</sup> mostraron el crecimiento monótono de la coherencia espacial con la longitud de la columna de plasma. Este es un resultado muy importante dada la dificultad de obtener buena coherencia espacial en un láser de longitud de onda corta sin cavidad. La coherencia espacial fue estudiada a través de la difracción producida cuando el haz del láser intersecta un borde (figura 2.5(a)). Esta técnica fue desarrollada por Rus y fue utilizada por primera vez por Albert<sup>[113]</sup> para medir la coherencia de un láser Ne-like Zn bombeado por láseres. La figura 2.5(b) muestra los patrones de difracción correspondientes a capilares de 8 a 16.4cm y compara los resultados con resultados obtenidos a partir de la propagación de Kirchhoff. La mejora de la coherencia con el aumento de la longitud del amplificador se hace evidente en el aumento de la visibilidad de las franjas que se observa en las figuras de difracción. En la figura 2.6, se muestra el análisis cuantitativo de las mediciones. Las medidas presentadas en esta figura se realizaron con 3 capilares de polyacetil de iguales características, que se fueron acortando en longitud para obtener los datos en las longitudes intermedias. Las mediciones correspondientes a cada capilar están indicadas

con puntos de formas diferentes (círculos, cuadrados y triángulos). Además, para cada longitud se realizaron varias mediciones, dando origen a la dispersión. Se observa que la coherencia aumenta monótonamente con la longitud del capilar, en buen acuerdo con las predicciones del modelo de óptica ondulatoria.



**Figura 2.5:** (a) Esquema experimental para producir los patrones de difracción del láser de 46.9nm. (b) Patrones de difracción a través de un borde filoso para diferentes longitudes del capilar. Se observa que la visibilidad de las franjas aumenta con la longitud del capilar.



**Figura 2.6:** Variación de la coherencia espacial como función del largo del capilar. Las mediciones correspondientes a cada capilar, están indicadas con puntos de distintas formas. Cada capilar se fue acortando para obtener las distintas longitudes, para las cuales se realizaron varias mediciones, dando origen a la dispersión

Liu *et al*<sup>[114]</sup> midieron cuantitativamente la coherencia espacial para varias longitudes del capilar con un método alternativo. La coherencia espacial de una fuente de luz cuasi monocromática, se caracteriza a partir de la correlación cruzada de la distribución de campo, que puede ser descrita a partir del grado de coherencia normalizado  $\mu_{12}$ <sup>[115]</sup>. Cuando se realiza un experimento de interferencia de Young, la visibilidad de las franjas  $V$  en función de la separación de las ranuras  $x$  es proporcional a  $\mu_{12}$ <sup>[116]</sup>

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \propto \mu_{12}(x) \quad (2.2)$$

donde  $I_{\max}$  e  $I_{\min}$  son las intensidades máximas y mínimas en el diagrama de interferencia. El teorema de Van Citter Zernike<sup>[115,116]</sup>, establece que el grado de coherencia mutua entre dos puntos situados sobre una pantalla que es iluminada por una fuente extensa, espacialmente incoherente, es proporcional a la transformada

de Fourier de la distribución de intensidades sobre la fuente. Esto delimita un área de coherencia sobre dicha pantalla. Como ejemplo y para simplificar, se puede suponer que el haz del láser es un haz con perfil de intensidades  $I(\rho)$  gaussiano

$$I(\rho) = I_o \exp(-\rho^2 / 2a) \quad (2.3)$$

donde  $\rho$  es la coordenada radial transversal al haz,  $I_o$  es la intensidad máxima y  $a$  es el radio rms de la fuente. Esta fuente gaussiana espacialmente incoherente tiene asociado un grado de coherencia dado por

$$|\mu_{12}| = \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{kar}{z}\right)^2\right) \quad (2.4)$$

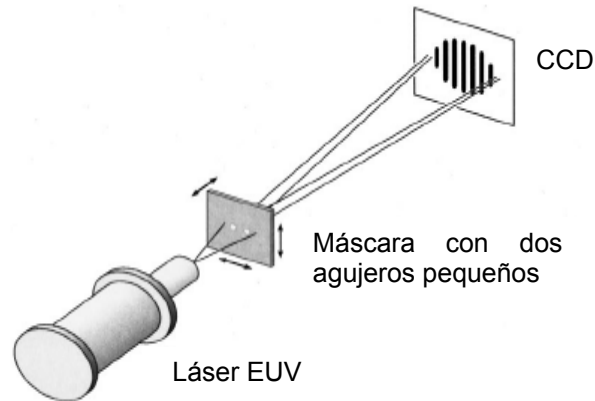
donde  $k$  es el número de onda,  $z$  es la distancia entre la fuente y la pantalla, y  $r$  es la coordenada radial medida sobre la pantalla. Se define entonces al radio transversal de coherencia  $R_c$  a una distancia  $z$  de la pantalla, al valor que toma  $r$  cuando el grado de coherencia es mayor que  $e^{-1/2}$ , y resulta

$$R_c(z) = \frac{z}{ka} \quad (2.5)$$

La coherencia fue medida entonces a través de la medición de la visibilidad de franjas en un experimento de Young. En la figura 2.7 se observa el esquema experimental. Se utilizaron capilares de dióxido de aluminio de 3.2mm de diámetro y de hasta 36cm de largo, llenos con Ar a una presión del orden de 440mTorr. La descarga de corriente consistió en pulsos de 25kA y 40ns de tiempo de subida. Los diagramas de interferencia fueron obtenidos utilizando máscaras con dos agujeros pequeños de  $10 \mu m$  de diámetro, ubicadas a 40 cm de la salida del capilar. La separación de los agujeros fue preseleccionada de acuerdo a la medición realizada. La potencia del láser es tal que permite realizar las mediciones utilizando un sólo pulso del láser. La cámara CCD fue ubicada a 300cm de la máscara. Esta distancia fue elegida para asegurar que



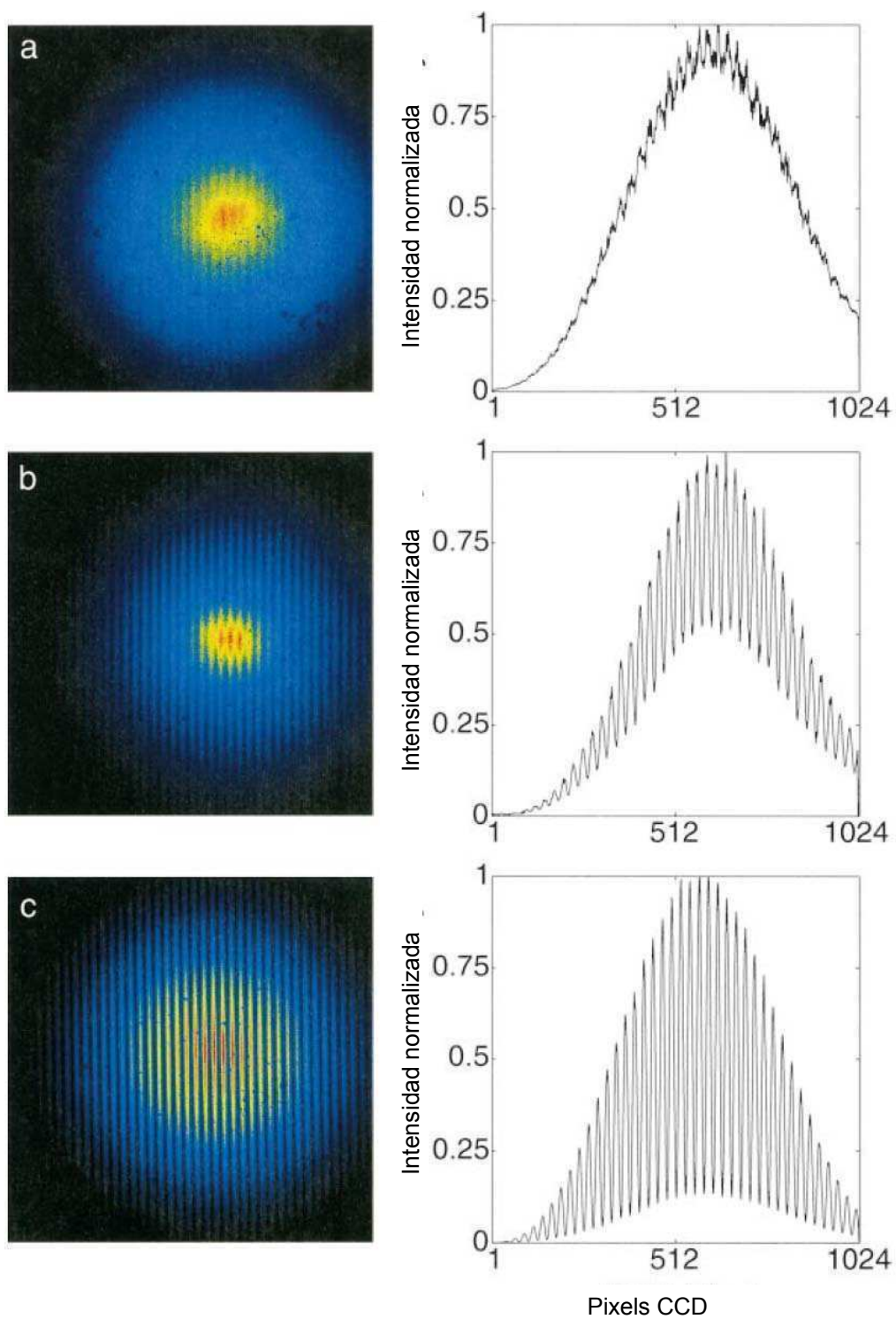
la resolución de la cámara (pixeles de  $25 \mu\text{m}$  de lado) alcance para resolver las franjas de interferencia.



**Figura 2.7:** Dispositivo experimental utilizado para obtener los patrones de interferencia a través de los dos agujeros

En la figura 2.8, se observan ejemplos de las mediciones tomadas en este experimento. La separación entre los agujeros de la máscara fue de  $200 \mu\text{m}$ , la cual estaba situada a  $40\text{cm}$  de la salida del capilar. Se observa que a medida que aumenta la longitud del capilar la visibilidad de las franjas aumenta ( $0.05$  para capilares de  $18\text{cm}$  de largo,  $0.33$  para capilares de  $27\text{cm}$  de largo y  $0.88$  para capilares de  $36\text{cm}$  de largo), y por lo tanto capilares de longitudes mayores producen haces más coherentes. El radio de coherencia determinado a partir de la ecuación (2.4) resultó ser de  $80$ ,  $135$  y  $300 \mu\text{m}$  para los tres capilares respectivamente. Estos valores están subestimados, debido a que el láser tiene un fondo que proviene de la emisión espontánea. Este resultado muestra que la selección de modos por refracción a través del guiado de ganancia proporciona un aumento en el radio de coherencia.

Debido a los fenómenos de refracción, la radiación que viaja a través del plasma tiende a ser desviada del eje del capilar, donde ocurre el fenómeno de amplificación. Cuando la refracción es fuerte, solo la radiación que viaja cerca del eje experimenta suficiente ganancia y contribuye a la emisión del láser. De este modo, el antiguiado refractivo provee un mecanismo de selección de modos que mejora la coherencia espacial, a expensas de disminuir la ganancia efectiva.



**Figura 2.8:** Figuras de interferencia con sus respectivos perfiles para capilares de (a) 18cm, (b) 27cm y (c) 36cm. Los perfiles fueron obtenidos promediando 15 pixeles en la dirección vertical

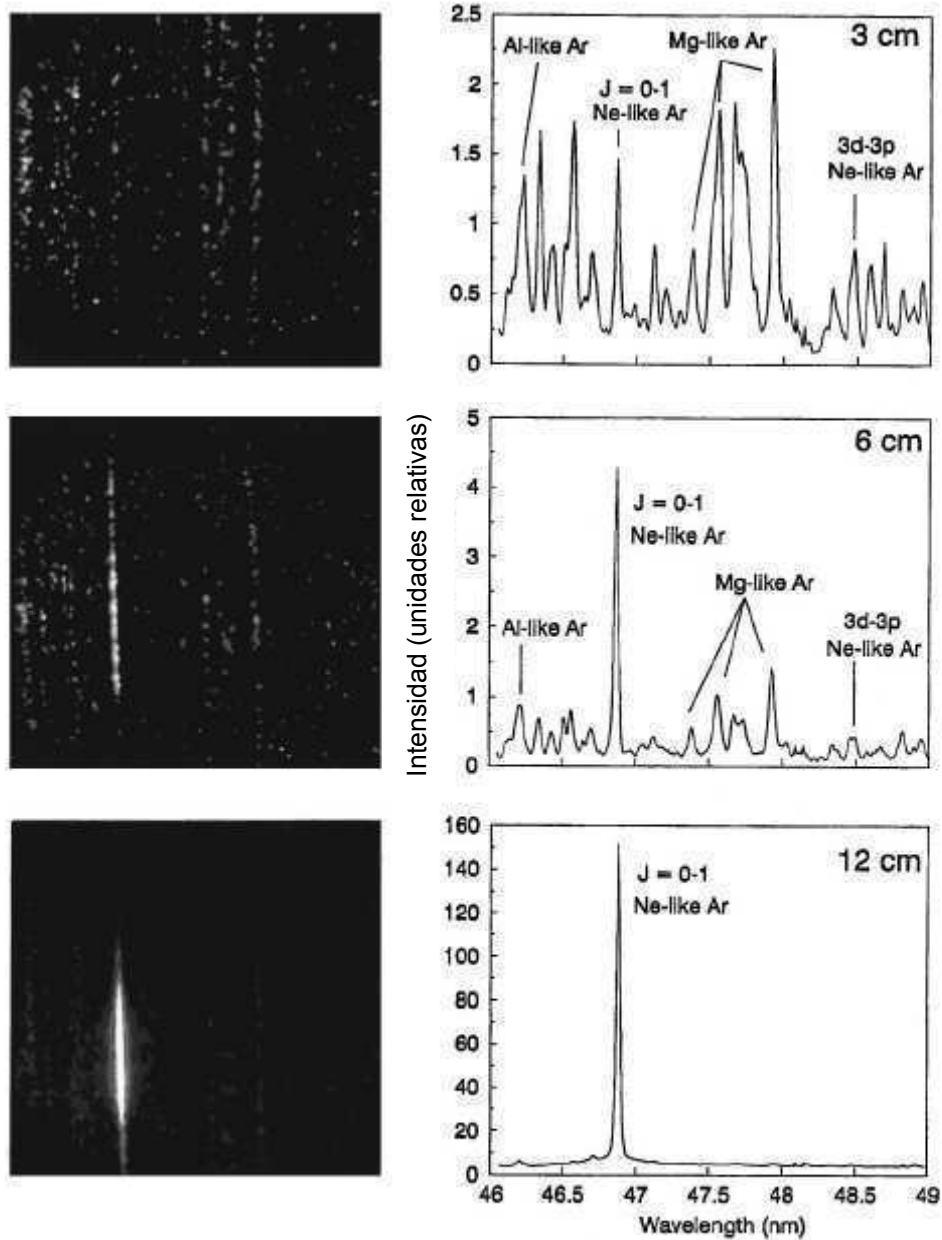
El crecimiento exponencial de la energía del pulso con la longitud del capilar fue estudiada por Rocca *et al*<sup>[45]</sup> para varias longitudes de la columna del plasma. Los resultados que se observan en la figura 2.9 muestran el aumento de la intensidad en la línea de 46.9nm como función de la longitud del capilar, obteniendo una ganancia (o sea un factor de amplificación)  $gl = 7.2$  para el capilar de 12cm de largo. En estos espectros el ancho de línea está limitado por la resolución del espectrómetro. En el caso del láser de  $Ar^{+8}$ , el ancho de línea correspondiente a la transición láser, esta dominado por el ensanchamiento por efecto Doppler. Un espectro caracterizado por el ensanchamiento Doppler, es una distribución gaussiana centrada en la frecuencia media del espectro  $\nu$ , y cuyo ancho de línea está dado por

$$\Delta\nu = \nu \sqrt{\frac{k_B T}{mc^2}} \quad (2.6)$$

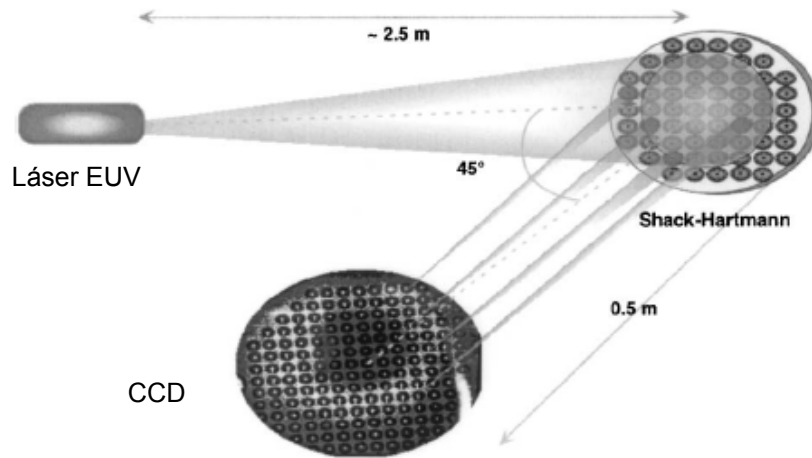
donde  $c$  es la velocidad de la luz,  $k_B$  constante de Boltzman,  $T$  la temperatura del gas y  $m$  la masa atómica. A partir de la ecuación (2.6) y estimando la temperatura electrónica en  $\sim 80eV$ , se obtuvo que el ancho de banda espectral de esta fuente es del orden de  $\Delta\lambda / \lambda \leq 10^{-4}$ , que corresponde a un valor de coherencia longitudinal del orden de  $l_c \geq 470\mu m$ , suficiente para la realización de las aplicaciones descritas en este trabajo.

Le Pape *et al*<sup>[17]</sup> caracterizaron el frente de ondas utilizando un sensor de frente de ondas Shack-Hartmann diseñado para EUV. El esquema experimental puede observarse en la figura 2.10. El haz es muestreado mediante una matriz de 200 lentes difractivas de  $700\mu m$  de diámetro, que trabajan en reflexión en un ángulo de incidencia del orden de 22.5 grados. Cada lente enfoca una fracción del haz en un detector CCD. La posición de los puntos focales está relacionada directamente con la pendiente local del frente de ondas, mientras que la intensidad del punto focal está asociada con el campo eléctrico local. Estas mediciones permiten reconstruir el campo eléctrico en un único disparo del láser. Para este experimento se uso un capilar de 35cm de largo (amplificador altamente saturado). Se midieron las características del frente de ondas para varias presiones de Ar en el capilar. El resultado de las mediciones correspondientes a presiones de 200, 420 (cerca del valor óptimo para obtener potencia

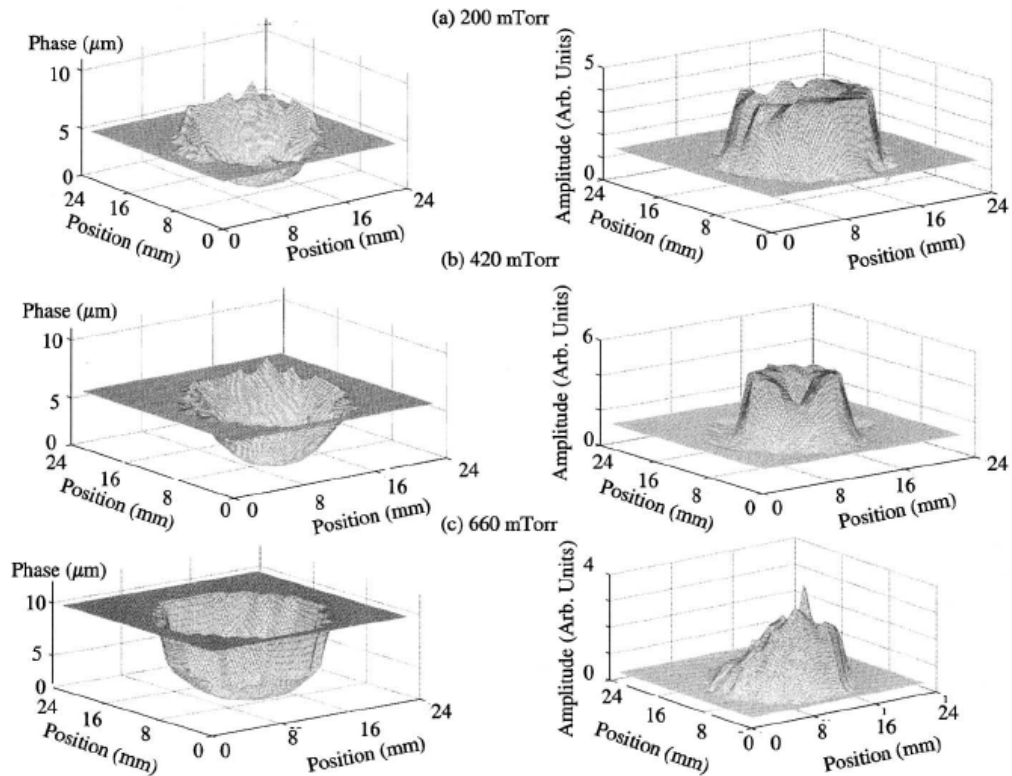
máxima) y 660 mTorr se muestran en la figura 2.11. Para todas esas presiones se midió un radio de curvatura de 6.5m. La forma del frente de ondas y el radio están determinados predominantemente por la refracción inducida por los gradientes de densidad electrónica. También se observó un frente de ondas suave en el centro del haz con defectos que decrecen con el aumento de la presión. (de  $7 \lambda$  rms en 200 mTorr a  $3 \lambda$  rms en 660 mTorr).



**Figura 2.9:** Distribución espectral del láser de Ar obtenida para varias longitudes del capilar, Se observa un aumento en la intensidad correspondiente a la línea de 46.9nm



**Figura 2.10:** Representación esquemática del dispositivo experimental mostrando el arreglo de lentes y los puntos focales correspondientes. Las zonas más claras corresponden a la parte más brillante del haz.



**Figura 2.11:** Frentes de ondas (izquierda) y su correspondiente intensidad (derecha) para diferentes presiones de la descarga [(a)-(c)]. El radio de curvatura del frente de ondas es 6.5m. La forma anular para presiones bajas se debe al aumento de la refracción

En esta sección, se mostraron las características principales del láser de 46.9nm, como ser su alto brillo (implicando gran potencia y buen grado de coherencia) y que es una fuente muy compacta. Es importante observar que estas características resultan inigualables si se compara con otras fuentes existentes, que emiten en el mismo rango de longitudes de ondas. Esto hace que el láser de 46.9nm sea una fuente de iluminación muy adecuada para varias aplicaciones como ser los experimentos de litografía realizados en esta Tesis y otras experiencias (ablación, microscopía, entre otras) realizados previamente en CSU. Por otra parte sería un buen candidato para ser utilizado en un interferómetro EUV.

## 2.2 EL LÁSER DE ARGÓN IONIZADO Y EL MODELO DE HACES GAUSSIANOS

En esta sección se analizarán las características del modelo gaussiano para la propagación de haces. Este modelo será utilizado para describir la trayectoria del haz en el interferómetro que será desarrollado en el capítulo 4. Los haces gaussianos describen la distribución de intensidad que se obtiene en una cavidad láser resonante. Estos son soluciones exactas y matemáticamente convenientes de la ecuación de ondas paraxial en el espacio libre (o medio homogéneo)<sup>[118]</sup>. Constituyen, además, una aproximación muy cercana (aunque no exacta) de los modos transversales en cavidades láseres estables<sup>[118,119]</sup>. Si bien el haz del láser utilizado no es un haz con un perfil simple, se verá bajo que condiciones se lo puede representar por el haz gaussiano de menor orden. Entonces, se analiza brevemente cuáles son las principales características de los mismos.

Un haz propagándose en la dirección  $z$ , tiene una dependencia espacial primaria dada por  $\exp(-ikz)$  que es una oscilación espacial de período  $\lambda$ . Consecuentemente, la amplitud del campo eléctrico se puede escribir como

$$\tilde{E}(x, y, z) = \tilde{u}(x, y, z) \exp(-ik z) \quad (2.7)$$

donde la dependencia en  $z$  de la amplitud transversal  $\tilde{u}(x, y, z)$  tiene en cuenta efectos de difracción y propagación remanentes no considerados en  $\exp(-ikz)$ .

La aproximación paraxial de la ecuación de ondas en el espacio libre (o en un medio homogéneo), implica que la dependencia  $\tilde{u}(x, y, z)$  con  $z$  no sólo sea lenta comparada con la longitud de onda óptica  $\lambda$  a través de  $\exp(-ikz)$ , sino que sea lenta comparada con la variación transversal de  $\tilde{u}(x, y, z)$  con  $x$  e  $y$  debidas al tamaño finito del haz. Esto es equivalente a pedir que las componentes angulares del haz, que dan lugar a la divergencia, viajen sin alejarse mucho del eje óptico, es decir que la divergencia  $\theta$  sea, por ejemplo, menor que medio radian<sup>[118]</sup>

La dependencia funcional de la amplitud de un haz gaussiano paraxial puede ser deducida por varios caminos, descritos con gran detalle en la literatura<sup>[118]</sup>. Entre los diversos caminos, el más sencillo es deducirlo a partir de la expresión de una onda esférica en la aproximación de Fresnel introduciendo un punto fuente complejo. Esto permite obtener a partir de un frente de ondas esférico, cuya amplitud está infinitamente extendida, un frente de ondas "cuasi esférico" con tamaño de haz limitado. Otro de los caminos, tal vez con más sentido físico, es deducirlo utilizando las condiciones de borde de la cavidad resonante en la que la radiación láser es producida<sup>[119]</sup>. La geometría del resonador es quien determina el tipo de haz láser obtenido. Cuando los láseres producen haces gaussianos, la curvatura de los espejos y su distancia axial determina el tamaño y la posición de la región que tiene mayor densidad de energía a lo largo del haz (que luego será llamada parámetro confocal). Las características transversales, como ser el tamaño finito de los espejos o de otra apertura en el medio activo (por ejemplo su diámetro finito), determinan la existencia de diferentes distribuciones de intensidad, llamadas usualmente modos transversales de la cavidad.

En su forma funcional más general, los modos gaussianos se pueden expresar en términos de los polinomios de Laguerre (si la geometría es cilíndrica) o en su forma más común, en términos de los polinomios de Hermite (cuando por ejemplo, en presencia de aberraciones la geometría cilíndrica no es característica del sistema). Usualmente estos modos son referidos como  $TEM_{pm}$ , en alusión a que son modos de campo transversal electromagnético. Suponiendo que se está en el caso correspondiente a la geometría cilíndrica, que es el caso que mejor representa al láser de 46.9nm, la expresión más

general de los modos gaussianos, escrita en función de las coordenadas cilíndricas  $r, \theta$  y  $z$  (donde  $z$  es la distancia que se propaga el haz), está dada por:

$$\tilde{u}_{pm}(r, \theta, z) = \exp\left(-jk_o \frac{r^2}{2q(z)}\right) \times \left\{ \frac{\sqrt{\frac{2p!}{(1+\delta_{om})\pi(m+p)!}} \exp(-i(2p+m+1)(\psi(z)-\psi_o)) \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)}\right)^m L_p^m\left(\frac{2r^2}{\omega(z)^2}\right) \exp(im\theta)}{\omega(z)} \right\} \quad (2.8)$$

En esta solución,  $p$  es un entero positivo denominado índice radial y  $m$  es un número también entero denominado índice azimutal. El número de onda es  $k_o = 2\pi / \lambda_o$ , con  $\lambda_o$  la longitud de onda central del espectro. La función  $q(z) = z + iz_r$ , llamada radio complejo de curvatura, provee las características del tamaño limitado del haz y del radio de curvatura del frente de ondas. En esta expresión  $z_r$  es el parámetro de Rayleigh y representa una distancia característica de la región donde el haz se encuentra enfocado. El tamaño del haz en función de la distancia de propagación  $\omega(z)$ , y el factor de fase de Guoy  $\psi(z)$ , están relacionados con  $q(z)$ , como se vera más adelante en esta sección. En la figura 2.12 se muestra la distribución espacial de algunos de estos modos, en particular se muestra al modo  $TEM_{01}^*$ , que es un caso especial de los modos Laguerre-Gaussianos, y será descripto más adelante en este capítulo.

A pesar de que el láser de 46.9nm no posee una cavidad resonante, la geometría cilíndrica del capilar provee (a través de las condiciones de borde) de simetría cilíndrica al haz. La figura 2.13 (a) muestra una foto tomada con una cámara CCD de la distribución de intensidad del mismo. Una distribución de intensidades de este tipo, no puede ser representada por un modo Laguerre-Gaussiano con número azimutal  $m = 0$ , ya que, como se puede observar en la figura 2.12, estos modos no tienen intensidad nula en el eje. El modo  $TEM_{01}^*$ , conocido como modo *doughnut*, fue observado experimentalmente en varios láseres con cavidad estable, utilizando una obstrucción cilíndrica de diámetro variable dentro de la cavidad del láser<sup>[118]</sup>. Este puede ser interpretado como una superposición de modos con  $p = 1$  y variación en el índice



azimutal  $m$ , con  $m > p$ . Por ejemplo se puede superponer dos de los modos  $TEM_{1j}$  (con  $j=1,2,3$ ) rotados en  $360^\circ / 4j$  uno con respecto al otro. Sin embargo, en la mayoría de las aplicaciones prácticas, es más adecuado representar a este modo con una combinación lineal de los modos Hermite-Gaussianos  $TEM_{01}$  y  $TEM_{10}$ . Un gráfico del modo *doughnut* se puede observar en la figura 2.13 (b), La potencia media total de la combinación lineal tiene simetría circular alrededor del eje de propagación.

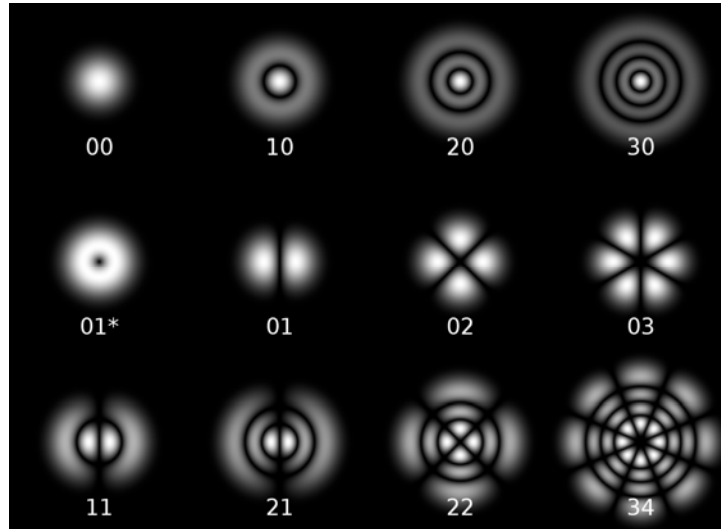
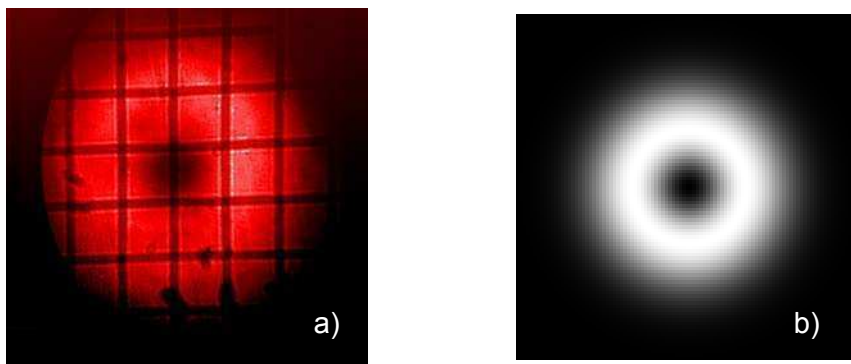


Figura 2.12: Distribución espacial de los primeros modos Laguerre-Gaussianos  $TEM_{pm}$ . El modo  $TEM_{01}^*$ , corresponde al caso especial del modo doughnut.



**Figura 2.13:** a) Imagen del haz tomada a una distancia de aproximadamente 1.5m del capilar con una CCD. b) Combinación lineal de los modos  $TEM_{01}$  y  $TEM_{10}$  Hermite-Gauss

Las funciones Laguerre-Gauss dadas por la expresión (2.8), forman una base completa de funciones. De este modo, cualquier haz se puede expresar como una combinación de esas funciones. Sin embargo, quien da las características globales del haz, como ser divergencia, tamaño finito y colimación, es el término que queda fuera de las llaves asociado a  $p=0$  y  $m=0$ , esto es, el modo gaussiano más bajo. Este comportamiento se observa en total analogía cuando se utilizan polinomios de Hermite en lugar de polinomios de Laguerre.

La amplitud del modo gaussiano más bajo, que se obtiene cuando se reemplaza  $p=0$  y  $m=0$  en la expresión (2.8), queda expresada como

$$\tilde{u}(x, y, z) = \tilde{u}_o \frac{iz_r}{q(z)} \exp\left(-ik_o \frac{(x^2 + y^2)}{2q(z)}\right) \quad (2.9)$$

La función  $q(z) = z + iz_r$  llamada radio complejo de curvatura, provee las características del tamaño limitado del haz y del radio de curvatura del frente de ondas. Esto se puede observar fácilmente, si se desarrolla la parte compleja del exponente en (2.9) de modo que se obtiene

$$\tilde{u}(x, y, z) = \tilde{u}_o \frac{\sigma}{\omega(z)} \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{\omega(z)^2} - ik_o \frac{(x^2 + y^2)}{2R(z)} + i\psi(z)\right) \quad (2.10)$$

En la ecuación (2.10) se escribió además a  $q(z)$  como

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda_o}{\pi\omega^2(z)} \quad (2.11)$$

y se usó que el parámetro confocal es  $z_r = \frac{\pi\sigma^2}{\lambda_o}$ , donde  $\sigma$  es conocido como la cintura del haz, dado que da un tamaño característico del haz en la región en que este está enfocado, como se verá en detalle más adelante. La función  $\psi(z) = \text{ArcTan}(z/z_r)$  es el factor de fase de Guoy que indica un salto de fase de  $\pm\pi/2$  en la posición del haz

enfocado. En la expresión (2.10) se puede identificar claramente una modulación transversal de intensidad y la fase correspondiente al desarrollo cuadrático de un frente de ondas esférico. El radio de curvatura del haz en función de la coordenada de propagación  $R(z)$ , está dado por:

$$R(z) = \frac{|q(z)|^2}{z} = z \left( 1 + \left( \frac{z_r}{z} \right)^2 \right) \quad (2.12)$$

y el tamaño del haz como función de la coordenada de propagación  $\omega(z)$  tiene la expresión:

$$\omega(z) = \sigma \frac{|q(z)|}{z_r} = \sigma \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_r} \right)^2} \quad (2.13)$$

Se puede observar que para la coordenada  $z=0$  se obtiene un mínimo en el tamaño del haz, dado por  $\omega(0) = \sigma$ , correspondiente a la cintura del haz, por otra parte para esa coordenada el radio de curvatura es infinito, obteniendo un frente de ondas plano. Para otras posiciones, el radio de curvatura se corresponde con una función hiperbólica que se hace más amplia a medida que  $z$  crece, dando evidencia de un comportamiento divergente.

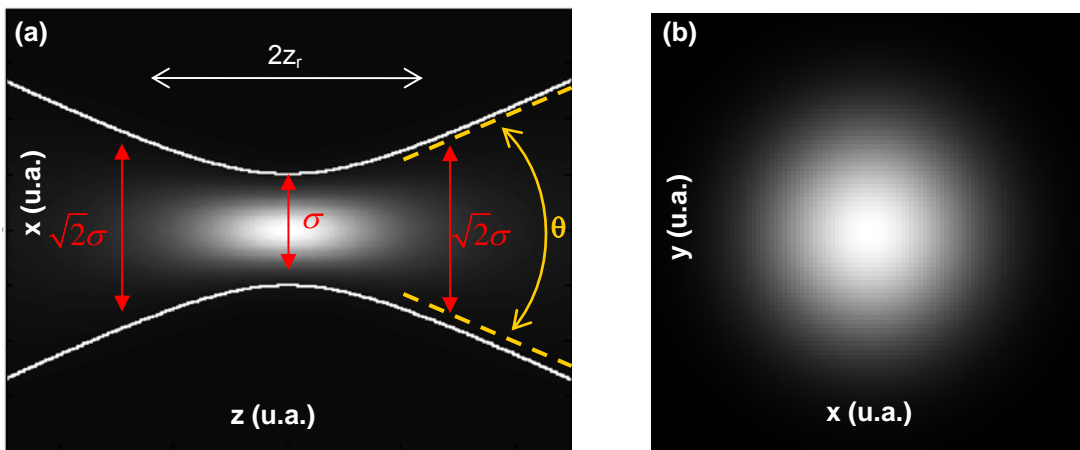
El parámetro de Rayleigh o confocal es la distancia a lo largo de la coordenada de propagación  $z$  para la cual el tamaño del haz es  $\sqrt{2}\sigma$ . Puede considerarse que durante una longitud del orden de  $2z_r$ , el haz se mantiene colimado, con un frente de ondas cuasi plano y un tamaño de aproximadamente  $\sigma$ . La divergencia, se caracteriza por el valor asintótico que se obtiene a partir del siguiente límite

$$\frac{\omega(z)}{z} \xrightarrow{z \rightarrow \infty} \theta = \frac{\sigma}{z_r} = \frac{\lambda}{\pi\sigma} \quad (2.14)$$

La distribución de intensidades del haz está dada por el módulo cuadrado de la expresión (2.10), que resulta

$$I(x, y, z) = I_o \left( \frac{\sigma}{\omega(z)} \right)^2 \exp \left( -2 \frac{(x^2 + y^2)}{\omega(z)^2} \right) \quad (2.15)$$

En la figura 2.14 se puede observar esta distribución así como el comportamiento de  $\omega(z)$  en función de  $z$ .



**Figura 2.14:** (a) Distribución de intensidad del haz gaussiano. El spot brillante corresponde a la cintura del haz gaussiano. Las hipérbolas blancas representan la evolución del haz cuando este se propaga a lo largo de  $z$ . la distribución transversal de intensidades gaussiana se preserva a medida que el haz se propaga. (b) Distribución de intensidad transversal.

Si bien es claro, a partir de la figura 2.13, que el haz del láser no se corresponde con un haz gaussiano  $TEM_{00}$ , se vio que el comportamiento global del mismo (colimación, divergencia y tamaño) está gobernado por este modo. La estructura de la distribución transversal de intensidades se mantiene durante la propagación. En consecuencia, y teniendo en cuenta que el objetivo es encontrar una expresión analítica que permita desarrollar la propagación del haz en el interferómetro y obtener expresiones analíticas para los patrones de interferencia, se utilizará al modo  $TEM_{00}$  para tener una primera aproximación de los resultados.



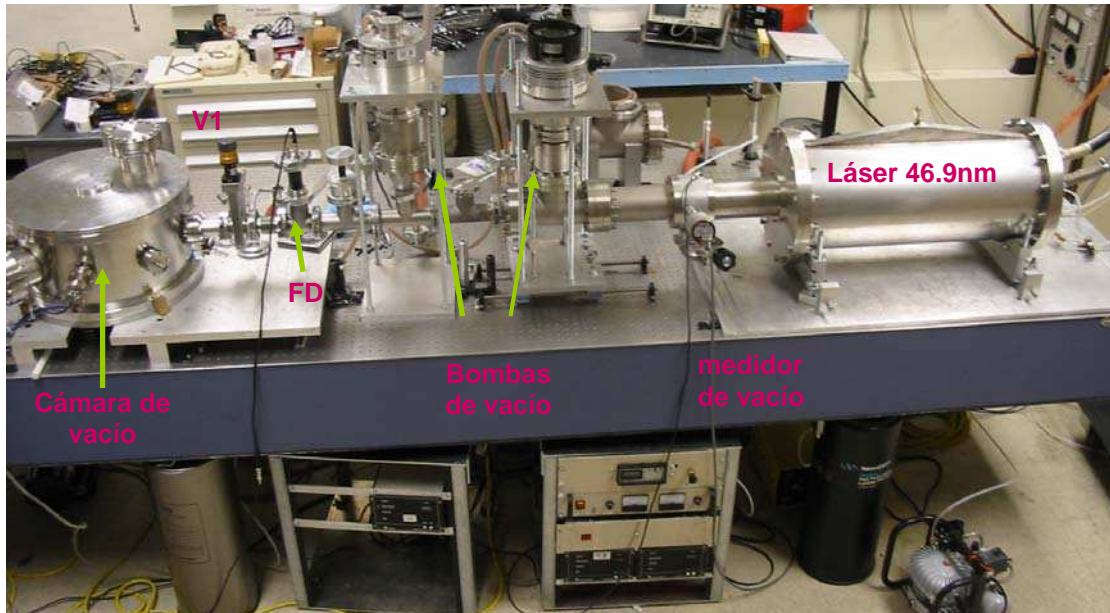
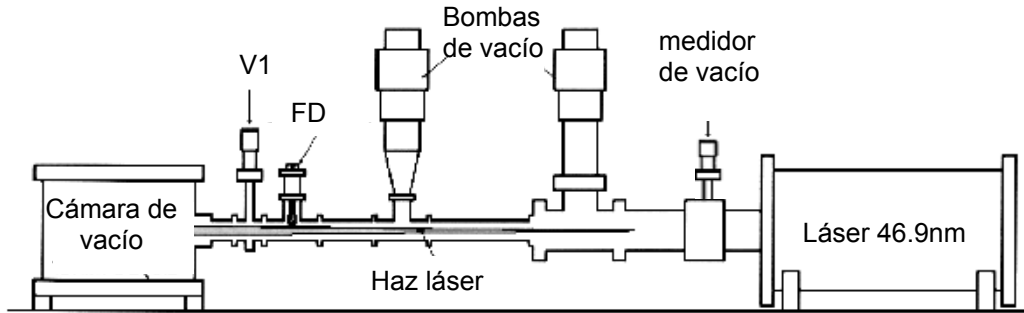
## *CAPÍTULO 3*

---

### *IMPLEMENTACIÓN DE TÉCNICAS LITOGRAFICAS UTILIZANDO UN LÁSER COMPACTO DE 46.9NM*

En este capítulo se presentan las experiencias orientadas al desarrollo de una herramienta compacta de nanofabricación basada en la combinación de un láser EUV (en 46.9nm) con diferentes técnicas litográficas.

El sistema litográfico utilizado a lo largo de estas experiencias consiste en el láser EUV y una cámara de vacío, donde se montan los diferentes dispositivos para imprimir estructuras con detalles del orden de los cientos de nanómetros. El instrumento completo es muy compacto y entra en una mesa óptica en un área de 0.7x2.6m<sup>2</sup>. En la figura 3.1, se observa un esquema del dispositivo experimental, y una foto del mismo. Como se mencionó en el capítulo 2, la presión de argón que resulta en el funcionamiento óptimo del láser es 440mTorr. Sin embargo, para que el haz emitido en 46.9nm pueda propagarse, se necesita hacer un vacío del orden de  $\sim 10^{-5} torr$  y así evitar la absorción del haz por fotoionización. Por lo tanto el láser debe estar separado de la cámara del experimento por dos cámaras intermedias de bombeo diferencial.



**Figura 3.1:** Esquema y fotografía del láser de de 46.9nm y la cámara de vacío en donde se realizan los experimentos. Los mismos, se encuentran conectados mediante tuberías de vacío aisladas por una válvula (V1). Un fotodiodo (FD), permite realizar mediciones de una corriente proporcional a la intensidad.

Antes de presentar las experiencias realizadas, se hará en las siguientes dos secciones una revisión de los aspectos más importantes que llevaron a la fotolitografía a ser la herramienta de fabricación masiva de circuitos en la actualidad. También se explicará cuál es el procedimiento general para la impresión de estructuras a partir de técnicas fotolitográficas, utilizado en los experimentos de esta Tesis. En las secciones siguientes, se describirán los experimentos realizados utilizando las técnicas de litografía de proximidad, litografía de proyección y litografía interferométrica.

### **3.1 EVOLUCIÓN DE LA FOTOLITOGRAFÍA: IMPORTANCIA TECNOLÓGICA.**

La industria micro y nano electrónica ha seleccionado a la fotolitografía como el método para producir circuitos integrados en forma masiva. La necesidad de incrementar la velocidad de funcionamiento de los dispositivos, trajo aparejada una constante disminución en el tamaño crítico de los circuitos, definido como el tamaño de las compuertas en los transistores que conforman los circuitos integrados. Acompañando a esta disminución en el tamaño crítico surgió la necesidad de desarrollar técnicas fotolitográficas que permitiesen reducir constantemente la escala. Esta constante disminución de tamaño es el origen de la conocida ley de Moore, una declaración empírica que dice que "el número de transistores en un chip de computadora se duplica cada dos años"<sup>[68,69]</sup>. Esto no sólo representó una descripción de la evolución de la industria de dispositivos semiconductores sino un mapa de ruta para la producción de circuitos integrados y de los dispositivos necesarios para su construcción. Durante 30 años, la ley de Moore se cumplió (para algunas aplicaciones incluso antes de lo predicho) y el progresivo aumento en la densidad de elementos de los circuitos en los microchips, permitió que actualmente se cuente con computadoras más rápidas, más baratas y más pequeñas.

La pujante industria microelectrónica ha realizado importantes inversiones en el desarrollo de herramientas fotolitográficas que permitieron hasta hoy mantener la predicción de Moore, sin embargo esta condición es cada vez más difícil de cumplir, especialmente cuando el tamaño crítico de los circuitos está alcanzando una escala donde los fenómenos cuánticos empiezan a tener importancia. Actualmente está vigente la discusión respecto de hasta cuando se podrá mantener este escalado a tamaños cada vez más chicos, o si es necesario un cambio de paradigma en la concepción de circuitos integrados, lo que representaría una modificación fundamental en la metodología de fabricación y un cambio fundamental en el diseño de dispositivos.

Para poder superar las dificultades tecnológicas que la nanoelectrónica impone y con la idea de aunar esfuerzos, las diferentes empresas microelectrónicas formaron un consorcio (SEMATEC) para definir los standards de fabricación de las diferentes generaciones de circuitos integrados. Esto dio lugar a un plan maestro llamado "International Technology roadmap for Semiconductors", donde hay logros intermedios



cada vez más exigentes, conocidos como nodos<sup>[70]</sup>. Los nodos definen el tamaño crítico de los circuitos impresos para las diferentes generaciones. El próximo nodo es el de 32nm que está empezando a entrar en producción, al cual sigue el de 22nm, que debería entrar en producción alrededor del 2016. Es interesante ver como se fueron incorporando nuevas tecnologías para ir cumpliendo con los diferentes nodos a lo largo de la última década, básicamente utilizando un escalado de la longitud de onda con la cual se realiza la fotolitografía. Para cumplir con las condiciones de cada nodo, la longitud de onda fue disminuyendo en un factor típicamente cercano a 2. Sin embargo para el último nodo (32nm), el salto en longitud de onda fue muchísimo mayor, de 193nm a 13.5nm. Si bien este abrupto cambio está originado por diversos motivos, la razón decisiva fue que a ésta longitud de onda es en donde se pueden lograr las multicapas reflectantes más eficientes en el rango EUV/RX blandos. La complejidad que acarrea diseñar los dispositivos litográficos con un cambio tan radical de la longitud de onda es dramática. Los nuevos "steppers" (o herramientas fotolitográficas para producción masiva) son sistemas extremadamente complejos y costosos. Los primeros steppers están siendo fabricados a un costo que supera los 60-70 millones de dólares. Es claro que una inversión de esta magnitud está sólo al alcance de industrias masivas, donde el gran número de producción compensa el astronómico costo de la herramienta y su mantenimiento.

Sin embargo, por fuera de la producción masiva, hay infinidad de aplicaciones de bajo volumen, donde es necesario realizar prototipos de nanoestructuras para las aplicaciones más variadas. Por ejemplo las estructuras periódicas generadas mediante litografía interferométrica, como ser redes o matrices de agujeros, pueden ser utilizadas para fabricar polarizadores para el UV<sup>[120,121]</sup>, estructuras plasmónicas y cristales fotónicos<sup>[122-126]</sup>, detectores de alta sensibilidad basados en dispersión Raman amplificado en superficies (SERS)<sup>[127-129]</sup> o en transmisión óptica intensificada<sup>[130]</sup>, memorias magnéticas de alta densidad<sup>[131,132]</sup>, nano-osciladores RF<sup>[127,133]</sup>, micro-arreglos para el estudio de genes y proteínas e ingeniería de tejidos<sup>[134]</sup>, o para caracterizar fotorresinas y procesos litográficos<sup>[135]</sup>.

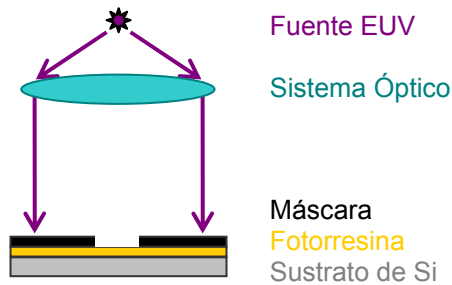
En muchas de estas aplicaciones, se necesita que los tamaños de nanofabricación estén por debajo de los 100nm. Por ejemplo, en la técnica SERS, para observar una amplificación importante se deben utilizar estructuras con tamaños del

orden de 20 a 70nm (y esto además depende de la forma de las estructuras y de la longitud de onda de iluminación). Por otro lado cuando las estructuras tienen tamaños más chicos que 5nm, son útiles para observar efectos cuánticos y, por el contrario, estos tamaños pueden ser incrementados en cientos de nanómetros para otro rango de aplicaciones, como lo es la fabricación de cristales fotónicos<sup>[122-126]</sup>.

Los esquemas fotolitográficos más comunes incluyen litografía de contacto, de proximidad, de proyección e interferométrica. Estos pueden ser observados en la figura 3.2. También hay técnicas más sofisticadas, como por ejemplo exposiciones múltiples<sup>[136]</sup>, litografía de inmersión<sup>[137,138]</sup> o litografía por plasmones<sup>[139,140]</sup>.

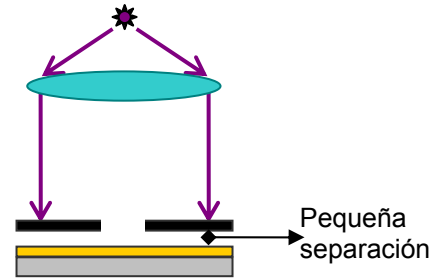
En la litografía de proximidad, la máscara se encuentra muy próxima a la película de fotorresina. La separación entre ambas asegura la integridad de la máscara, que en general es cara y frágil. El mínimo detalle que puede ser impreso mediante este proceso, está limitado por la difracción que se produce al propagarse la radiación entre la máscara y la fotorresina. De este modo hay un compromiso entre el tamaño de lo que se quiere transferir y la distancia de propagación. Sin embargo, aun con el uso de sistemas de vacío elaborados para mantener la máscara y el sustrato juntos, es una dificultad práctica reducir la separación entre una máscara convencional y un sustrato, ambos rígidos y planos, a una distancia menor o aproximadamente igual a un micrón, en un área grande. Como resultado, debido a la existencia de difracción, los bordes de las estructuras impresas no serán nítidos, y esto empeorará a medida que la distancia entre la máscara y la muestra aumenta. Así, la resolución de la litografía de proximidad es típicamente de 0.5 a 0.8 micrones cuando se utiliza iluminación en el UV (360 a 460nm).

En la litografía de contacto, la máscara está en contacto físico con la película de fotorresina, y las estructuras en la máscara deben ser tan chicas como aquellas que se quieren imprimir en la muestra. La litografía de contacto no es seriamente tenida en cuenta como una técnica útil, debido a que el contacto directo con la muestra, puede dañar las estructuras frágiles de la máscara o a la muestra misma.



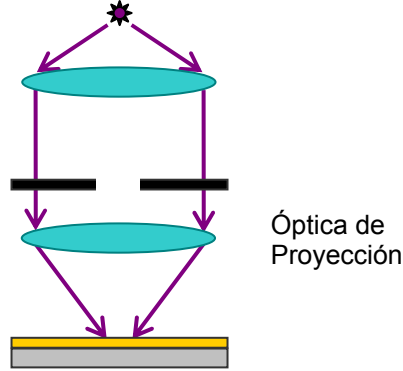
**(a) Litografía de contacto**

- bordes nítidos
- Proporción máscara: imagen 1:1
- figuras de formas arbitrarias
- desechos entre la máscara y la resina pueden dañar la máscara y causar defectos en los diagramas impresos
- proceso paralelo



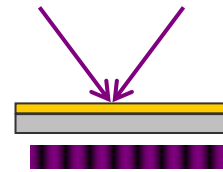
**(b) Litografía de proximidad**

- bordes difusos a causa de la difracción
- Proporción máscara: imagen 1:1
- figuras de formas arbitrarias
- la separación minimiza el daño en las máscaras
- proceso paralelo



**(c) Litografía de proyección**

- la alineación es crucial
- sistemas ópticos con gran NA y gran demagnificación (caros y con muchas aberraciones)
- baja transmisión
- bordes nítidos
- alta resolución
- Proporción máscara: imagen 10:1
- figuras de formas arbitrarias
- se elimina el daño en la máscara
- proceso paralelo



**(d) Litografía interferométrica**

- mínimo tamaño, aprox. longitud de onda de iluminación
- alta transmisión
- bordes nítidos
- alta resolución
- figuras periódicas
- no se usa máscara
- proceso paralelo

**Figura 3.2:** Esquemas de fotolitografía más comunes. Se indica en cada caso las principales características del método. Los correspondientes a las figuras (b), (c) y (d) son los utilizados en esta Tesis

En la litografía de proyección, se proyecta una imagen demagnificada en la fotorresina, utilizando un sistema de lentes o espejos. Este esquema experimental, es el que comúnmente se emplea en la industria semiconductora. Mediante este método, los

detalles en la fotorresina pueden ser significativamente más chicos que aquellos en la máscara (típicamente con una relación 10:1), permitiendo obtener alta resolución. Dado que no se requiere el contacto con la muestra, se elimina completamente el daño en las máscaras. Además, debido a que es posible imprimir áreas grandes en una exposición, se favorece la rapidez de fabricación de las muestras. Una desventaja del método es que debido a que los sistemas ópticos que se utilizan son extremadamente complejos la transmisión obtenida es baja. La mejor resolución lograda hasta el momento con esta técnica fue de 28nm, utilizando luz proveniente de un sincrotrón con una longitud de onda de 13nm<sup>[141]</sup>.

En la técnica de litografía interferométrica se aprovecha la alta coherencia de la fuente utilizada para generar diagramas de interferencia en forma de líneas o spots luminosos. Estas figuras regulares son obtenidas mediante la superposición de dos o más haces, empleando un interferómetro. En su forma más sencilla, dos haces mutuamente coherentes de longitud de onda  $\lambda$ , que inciden sobre la fotorresina formando un ángulo  $2\theta$  interfieren, generando una figura de intensidad modulada de período  $d = \lambda / 2\sin(\theta)$ . Este diagrama de interferencia (cuando es utilizado para exponer la fotorresina), define una modulación periódica en la topografía de la misma. Usando esta técnica se han implementado varios dispositivos experimentales empleando luz en el rango UV y luz láser en el rango ultravioleta de vacío (VUV) para longitudes de onda de 157nm<sup>[142]</sup>, 193nm<sup>[143]</sup>, y 257nm<sup>[135]</sup>. En el rango EUV, se utilizó radiación sincrotrón en 13nm<sup>[144-146]</sup>, para imprimir redes con períodos del orden de 38nm en Poli-Metil-Meta-Acrilato (PMMA)<sup>[147,148]</sup>. El objetivo de imprimir detalles de tamaño muy pequeño es facilitado cuando la longitud de onda de iluminación disminuye, debido a que el período de los diagramas impresos es proporcional a la longitud de onda.

Para entender adecuadamente la relación entre la capacidad de una herramienta fotolitográfica para producir estructuras pequeñas con la longitud de onda de iluminación, conviene hacer una revisión de los conceptos básicos de resolución. En 1860, Ernst Abbe enunció las reglas básicas que gobiernan la calidad de un sistema formador de imágenes<sup>[70,115,149]</sup>, que opera cerca del límite de difracción, mediante dos ecuaciones. Una de ellas es la resolución del sistema óptico, dada por la ecuación (3.1)

$$L_w = \frac{k_1 \lambda}{NA} \quad (3.1)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la iluminación,  $NA$  la apertura numérica del sistema dada por  $n \sin(\alpha)$ , con  $n$  el índice de refracción del medio y  $\alpha$  el ángulo con que los haces entran al sistema, y  $k_1$  un factor que caracteriza al proceso, que está básicamente dominado por el sistema óptico y en particular también por el tipo de iluminación (coherente, incoherente, dipolar, multipolar, etc.). En el caso particular de la litografía otros factores entran en juego como ser el proceso de activación y revelado del medio de registro. En este caso, los factores que afectan el valor de  $k_1$  son: imperfecciones en el sistema formador de imágenes (luz directa, vibraciones, aberraciones), efectos difractivos que existen aún en los sistemas formadores perfectos (pueden ser reducidos optimizando la coherencia parcial), imperfecciones en el medio de grabado (o sea en la fotorresina y en el sustrato), que causan reflexiones y ondas estacionarias. La resolución en este caso, representa el mínimo ancho de línea alcanzable en el proceso litográfico.

Entonces, para disminuir el tamaño de las estructuras que se desean imprimir mediante el proceso litográfico, se puede disminuir la longitud de onda, aumentar la apertura numérica o disminuir  $k_1$ . Dado que  $NA$  como máximo puede valer uno, y  $k_1$  depende del proceso, la reducción de la longitud de onda ha representado históricamente un camino prometedor para disminuir  $L_w$ . Esta inferencia es consistente con la experiencia obtenida desde la industria microelectrónica. Sin embargo longitudes de onda menores implican desarrollo de óptica más cara, y apertura numérica más grande implica un aumento en las aberraciones, que pueden ser reducidas solamente mediante diseños más complicados y procesos de fabricación más precisos.

La otra ecuación fundamental es la profundidad de foco descrita por

$$DOF = k_2 \frac{\lambda}{2NA^2} \quad (3.2)$$

donde ,  $k_2$  es una constante que depende de las aberraciones del sistema formador de imágenes y vale entre 1 y 2. La  $DOF$  es una medida longitudinal de la distancia sobre la cual la imagen permanece en foco. Aumentar este valor hasta niveles aceptables es un desafío técnico de la litografía de proyección. En términos prácticos, el borrono y la distorsión de la imagen son significativos, en posiciones que se encuentran a distancias mayores que  $DOF$  del plano imagen. Por ejemplo, por razones prácticas, como mínimo la imagen no tiene que ser degradada en distancias menores a  $\pm 0.5\mu m$  del plano imagen (y por lo tanto  $DOF = 1\mu m$ ), de modo que la imagen proyectada se encuentre en foco dentro del volumen iluminado de una fotorresina cuyo espesor es del orden de  $0.5\mu m$ . En la práctica también es útil que  $DOF$  tenga valores mayores a los requeridos (de acuerdo al espesor de fotorresina utilizado), de modo de tener cierta insensibilidad a las variaciones suaves en el espesor de la fotorresina o a la posición de la superficie del sustrato.

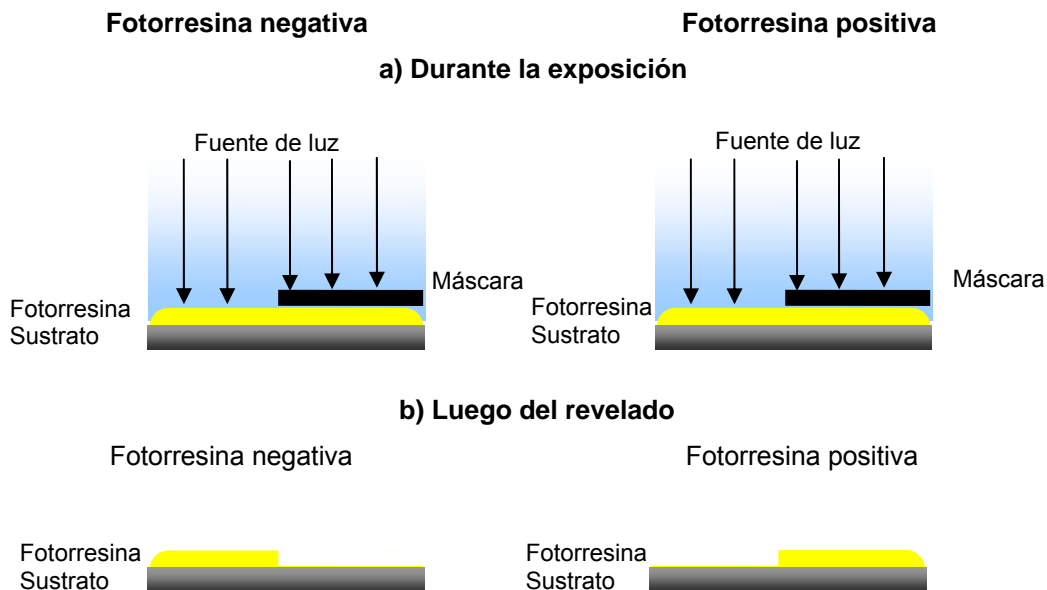
En los párrafos siguientes se hará una revisión de las técnicas de que integran el proceso standard de fabricación de nanoestructuras y se presentaran las opciones estudiadas en esta Tesis empleando el láser de 46.9nm.

### **3.2 PROCEDIMIENTO GENERAL DE FABRICACIÓN DE NANOESTRUCTURAS MEDIANTE LAS TÉCNICAS LITOGRAFICAS**

El proceso litográfico es la técnica de definir estructuras en recubrimientos delgados de fotorresinas mediante su exposición a distribuciones espaciales adecuadas de radiación electromagnética (UV, EUV, rayos X) o a partículas (haces de electrones o iones), formando una imagen latente en la fotorresina que es revelada mediante tratamientos con solventes. Luego esta imagen queda impresa en la fotorresina como una estructura en relieve, y sirve como máscara para ser transferida al sustrato que la soporta (típicamente un semiconductor).

La fotorresina es usualmente un polímero, que es sensible a la radiación, la que produce un cambio en sus propiedades fisicoquímicas. Además, luego de ser revelado, este material debe ser resistente al procedimiento de grabado (*etching*), protegiendo las

áreas que aun cubre, y permitiendo el ataque de las áreas del sustrato descubiertas. Este proceso está bien establecido para una amplia variedad de fotorresinas. Una fotorresina está típicamente constituida por tres componentes, un material base (resina), un componente fotoactivo y el solvente. El solvente controla las propiedades mecánicas de la resina (viscosidad, solubilidad). Hay dos tipos de fotorresinas, las negativas y las positivas, tal como se esquematiza en la figura 3.3. En las fotorresinas negativas, se produce entrecruzamiento (crosslinking) de las cadenas del polímero. Esto es, se generan nodos en los cuales las cadenas del polímero se unen formando una red, produciendo la insolubilidad del polímero, en las zonas que fueron irradiadas<sup>[150,151]</sup>. En las positivas, el componente fotoactivo inhibe la tasa de disolución antes de que la fotorresina sea expuesta (por ello es llamado inhibidor). La radiación destruye al inhibidor haciendo que la fotorresina sea altamente soluble después de la exposición, dando las características ideales para su rol en la transferencia de imágenes<sup>[152]</sup>

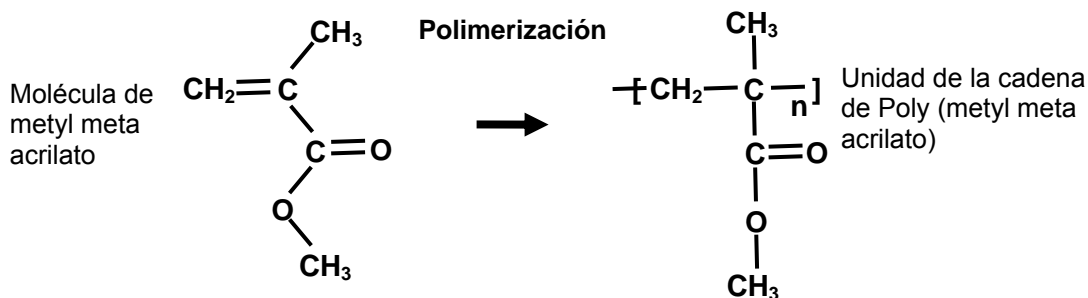


**Figura 3.3:** Producción de la máscara de polímero para el caso de fotorresinas positivas y negativas

En los experimentos realizados en esta Tesis, se utilizó PMMA. El PMMA fue uno de los primeros materiales desarrollados para litografía por escritura de haz de electrones (e-beam). Actualmente es una fotorresina standard y sigue siendo una de las que tiene mayor resolución. Se produce mediante polimerización por radicales libres del monómero metil meta acrilato (MMA) (figura 3.4). El PMMA puede ser utilizado tanto

como fotorresina positiva como negativa. Su temperatura de transición vítrea ( $T_g = 95 - 106^\circ\text{C}$ ) es superior a la temperatura ambiente, siendo esto importante, en particular cuando es utilizada como fotorresina positiva, para que las estructuras impresas ya reveladas no se distorsionen<sup>[153]</sup>.

Usualmente el PMMA es utilizado como fotorresina positiva. El PMMA está conformado por macromoléculas lineales que se obtienen a partir de una unidad estructural que se repite periódicamente (figura 3.4). En esta fotorresina, como en otros materiales formados por macromoléculas lineales, el contraste se debe a que hay diferentes tasas de disolución en las zonas expuestas y en las zonas no expuestas<sup>[154]</sup>. La tasa de disolución cambia continuamente con la dosis suministrada, y esto se modela adecuadamente mediante un mecanismo en el cual la radiación rompe las cadenas del polímero en fragmentos de menor peso molecular, con un número de escisiones proporcional a la dosis suministrada. Las moléculas de menor tamaño tienen mayor solubilidad dando lugar al contraste luego del revelado. Este comportamiento fue modelado por Greeneich<sup>[155]</sup> y explica satisfactoriamente la disolución macroscópica de la fotorresina.



**Figura 3.4:** El PMMA polimeriza utilizando radicales libres como iniciadores. En ese estado, el PMMA es un sólido rígido de baja solubilidad. Las moléculas de menor peso molecular son más solubles al revelador

Cuando se utilizan dosis de exposición muy por encima de la dosis positiva óptima, el PMMA produce un gran número de entrecruzamientos, formando una fotorresina negativa<sup>[151,156]</sup>. Es fácil ver este efecto luego de haber expuesto al PMMA con un spot de luz durante un tiempo largo (por ejemplo enfocando). En el centro del spot predominarán los entrecruzamientos, dejando fotorresina en el sustrato, mientras que el área que lo rodea será removida por el revelador. En su modo positivo, el PMMA

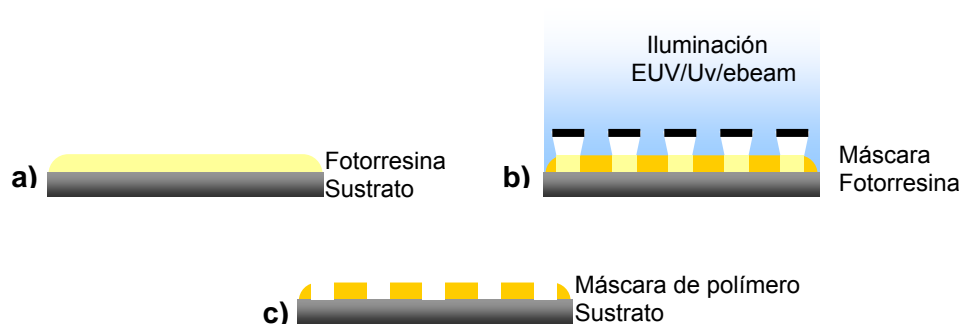


tiene una resolución intrínseca menor a 10nm, mientras que en el modo negativo, la resolución es por lo menos 50nm<sup>[157,158]</sup>.

El procedimiento litográfico standard, consta de 5 pasos básicos:

1. Limpieza del sustrato.
2. Deposición de la fotorresina y horneado para remover el solvente y formar una capa delgada de polímero
3. Exposición a través de una máscara o escritura directa para formar una imagen latente
4. Revelado de la imagen latente, tratamiento químico que se realiza según el tipo de fotorresina que se esté usando
5. Grabado (*etching*) o despegado (*lift-off*)

En la figura 3.5, se esquematiza el proceso de fabricación de la máscara de PMMA, que abarca la preparación de la muestra (pasos 1 y 2), la exposición (paso 3) y el revelado (paso 4). Este proceso fue el realizado en esta Tesis, y se explica a continuación:

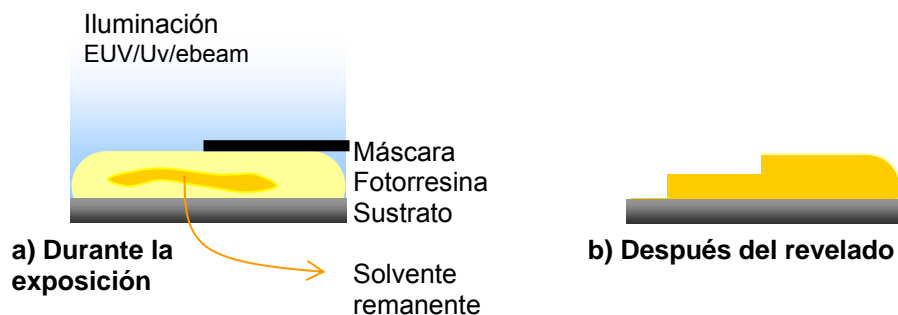


**Figura 3.5:** a) Muestra preparada, b) Exposición, c) Revelado.

La limpieza del sustrato (por ejemplo con un solvente) es muy importante para asegurar que la superficie este libre de suciedad, ya que esto impide el esparcimiento homogéneo de la fotorresina en el mismo. El PMMA tiene excelente adhesión en la mayoría de los materiales y por lo tanto no necesita de una preparación previa del sustrato, aparte de la limpieza normal.

Típicamente la fotorresina se deposita en un sustrato de material semiconductor mediante la técnica de *spin coating*, en la cual se hace girar al sustrato a altas velocidades. Debido a la acción de la fuerza centrífuga, la fotorresina se expande en capas muy finas y homogéneas en una gran área de la superficie del mismo. El espesor de la fotorresina luego de ser depositada con esta técnica, es proporcional a  $1/\sqrt{v_s}$ , donde  $v_s$  es la velocidad del *spin coater* en revoluciones por minuto (rpm). Además el espesor de la fotorresina escala con la concentración de PMMA en el solvente, dado que cuanto mayor es la concentración, la solución es más viscosa y el espesor resulta mayor.

Luego del *spin coating*, se realiza un proceso de pre-horneado que hace que la fotorresina sea más densa y más sensitiva al UV mediante la evaporación del solvente. El horneado se realiza durante 1 minuto a una temperatura de 180°, la cual resulta mayor a  $T_g$ , de modo que durante este proceso el polímero se comporta "como un líquido", esto hace que se reduzcan las tensiones que quedaron en el material durante la deposición y favorece la difusión del solvente. Como el solvente se evapora casi completamente, el espesor de la fotorresina se reduce en un 25% aproximadamente. Si el tiempo de horneado es demasiado corto, habrá un remanente considerable de solvente en el recubrimiento, como se muestra en la figura 3.6, lo que en las fotorresinas positivas, se traduce en una exposición incompleta, ya que la luz no activa determinadas regiones del polímero. En cambio, si se excede el tiempo de horneado, se aumenta la solubilidad de la fotorresina debido a que se producen rupturas en las cadenas del polímero<sup>[160-162]</sup>



**Figura 3.6:** Un tiempo corto de horneado, impide la evaporación completa del solvente, produciendo una exposición incompleta en las fotorresinas positivas.

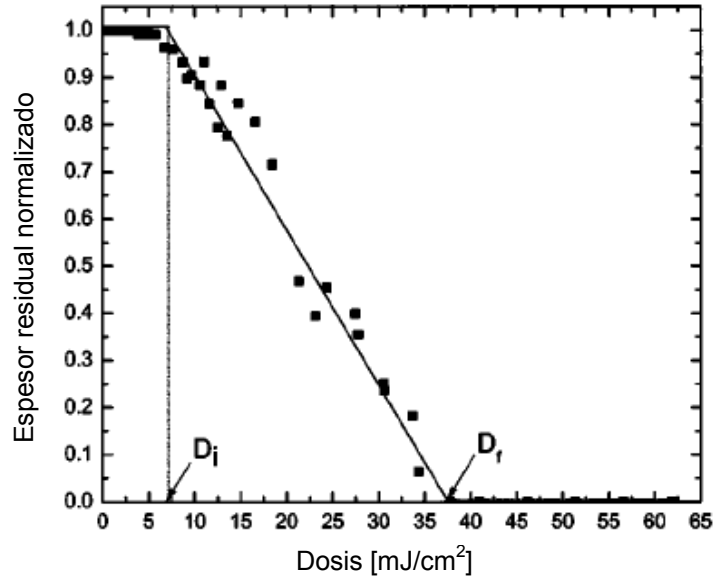
El próximo paso es la exposición de la muestra formando el diagrama deseado, ya sea mediante distribuciones de luz en el UV o mediante escritura de haz de electrones. Esto produce una imagen latente en la fotorresina que será revelada mediante tratamientos con solventes (o reveladores).

Luego de la etapa de exposición y antes de que la muestra sea revelada, por lo general se realiza nuevamente el horneado de la muestra con el objetivo de aumentar la adhesión al sustrato y la rigidez ante el grabado.

Las propiedades de las imágenes impresas en una fotorresina están dadas por la resolución, la sensibilidad, el contraste y la rugosidad en los contornos de las estructuras impresas (llamado Line Edge Roughness (LER), en la bibliografía).

Junarsa<sup>[163]</sup> et al midió la sensibilidad del PMMA utilizando la luz proveniente de un sincrotón. Para esto, se imprimieron figuras de interferencia en una capa de 55nm de PMMA. La energía de los fotones utilizados para activar la fotorresina fue de 92.5eV ( $\lambda = (13.4 \pm 0.1)nm$ ) y se utilizaron varias dosis de radiación. Luego de revelar a las muestras, se midió el espesor de la fotorresina remanente en las zonas irradiadas normalizado con el espesor inicial (55nm), los resultados obtenidos se observan en la figura 3.7, y estimativamente representan la sensibilidad del PMMA para el láser usado en esta Tesis<sup>[164]</sup>.

La sensibilidad de una fotorresina se define como la mínima dosis de radiación incidente, necesaria para producir estructuras útiles. Para las positivas, como el PMMA, se requiere que toda la fotorresina expuesta pueda ser removida, para que entonces la fotorresina restante sea útil como máscara para grabado (*etching*). Por lo tanto, la sensibilidad del PMMA es descrita como la dosis necesaria para disolución completa de la fotorresina expuesta ( $D_f$ ) luego de ser sumergida en el solvente. De esta forma, según las mediciones observadas en la figura 3.7, la sensibilidad de la fotorresina para EUV en 13.4nm es del orden de 38.2mJ/cm<sup>2</sup>. La litografía con iluminación EUV requiere fotorresinas con alta sensibilidad ya que las fuentes EUV disponibles son de baja potencia.



**Figura 3.7:** Curva de respuesta del PMMA<sup>[163]</sup>: espesor residual normalizado en función de la dosis suministrada

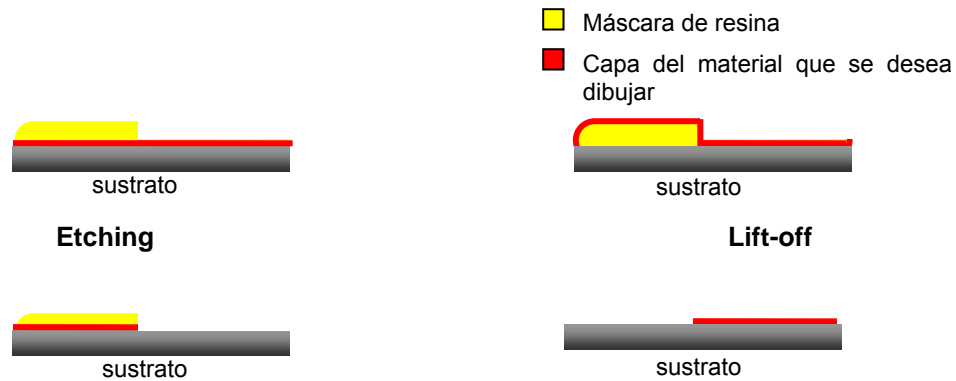
El contraste está representado por la pendiente de la porción lineal de la curva de respuesta, y se define a partir de la siguiente expresión

$$\gamma = \frac{1}{\log(D_f) - \log(D_i)} \tag{3.3}$$

donde  $D_i$  es la dosis a partir de la cual la fotorresina comienza a ser soluble y  $D_f$  la dosis para la cual es completamente soluble. Así se obtiene a partir de la figura 3.7 un contraste del orden de 1.34.

Una vez que se realiza la máscara de fotorresina mediante la técnica litográfica, se transfiere a algún material de interés (por ejemplo oro), que se deposita en el sustrato antes o después de generar la máscara en la fotorresina, según el tipo de procedimiento que se utilice. Los procedimientos más empleados son<sup>[80,81]</sup>: el grabado (*etching*), en el cual la fotorresina en la que se fabrica la máscara es depositada encima del material al que se desea transferir el patrón y luego el material no deseado es eliminado. El otro método es el que se lleva a cabo por despegado (*lift off*), en el cual el material de interés se deposita por encima de la fotorresina con el patrón ya impreso y

luego se remueve la fotorresina no deseada. Ambos procedimientos se esquematizan en la figura 3.8



**Figura 3.8:** Esquemización de los procesos de transferencia de la máscara de polímero al sustrato de semiconductor.

En este trabajo de Tesis se estudian diferentes técnicas de grabado de la fotorresina. La descripción anterior de técnicas de transferencia al sustrato se incluye por completitud.

Los siguientes experimentos fueron realizados con el objetivo de estudiar las ventajas de utilizar el láser de 46.9nm para el desarrollo de una herramienta de fotolitografía versátil y compacta. En primer lugar, se implementó la técnica de litografía de proximidad para determinar la posibilidad de utilizar al PMMA como fotorresina para esa longitud de onda<sup>[85,86]</sup>. En segundo lugar se implementaron los experimentos de litografía de proyección<sup>[87-90]</sup>. Luego se realizaron los experimentos de litografía interferométrica. Primero se utilizó un espejo de Lloyd<sup>[88,90-100]</sup>, para determinar cuál es el tamaño más pequeño que se puede imprimir con este sistema. Luego se realizó un experimento de litografía interferométrica con múltiples haces utilizando un interferómetro de cuatro redes para demostrar la versatilidad del dispositivo<sup>[87,88]</sup>.

En los experimentos realizados para Tesis se usó PMMA con un peso molecular de 950 K disuelto al 2% en Anisole, para esta relación de concentraciones se obtiene una capa de 50nm si se utiliza una velocidad de *spin coating* de 4000rpm<sup>[159]</sup>. En este caso, una inspección detallada de la superficie del sustrato, que fue realizada mediante un microscopio de fuerza atómica (AFM), mostró que la superficie estaba libre de defectos, con una rugosidad típica del orden de 5nm sobre una superficie de

$10\ \mu\text{m}^2$ <sup>[85,86]</sup>. El proceso de horneado se realizó utilizando una *hotplate* a la cual se le adaptó un sistema de control para mantener la temperatura dentro de la décima de grado. Las muestras fueron expuestas utilizando los esquemas diferentes que se describirán a continuación. El solvente utilizado para realizar el proceso de revelado, es MIBK (Metil Isobutil Ketona) disuelto en alcohol isopropílico (IPA), que es un revelador más débil. En estos experimentos, se utilizó una parte de MIBK en 3 de IPA (1:3 MIBK:IPA), que es la proporción que da mejor contraste. Luego de que las muestras fueron reveladas, se enjuagaron con abundante alcohol isopropílico y agua destilada. Por último se secaron utilizando el *spin coater* o  $\text{N}_2$ .

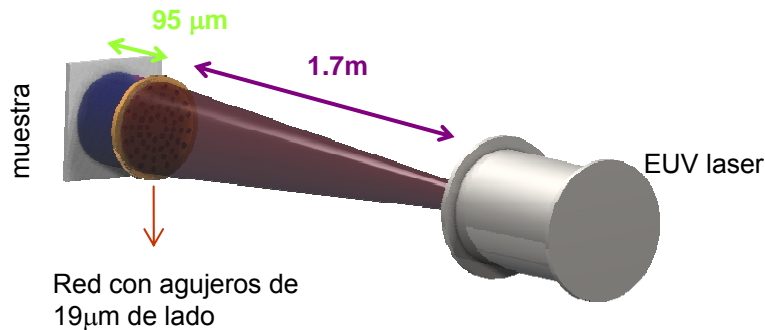
### **3.3 LITOGRAFÍA DE PROXIMIDAD: EXPERIMENTO DE PRUEBA DE PRINCIPIOS**

La primera utilización del láser de 46.9nm en experimentos de litografía fue la impresión de la figura de difracción de Fresnel producida por una máscara de agujeros cuadrados de  $19\ \mu\text{m}$  de lado, en una muestra de PMMA. El PMMA es una fotorresina comercial diseñada para ser utilizada en el UV, e-beam y EUV en 13nm. Sin embargo no se habían realizado estudios previos para iluminación en 46.9nm, hasta el momento en que este experimento fuera realizado. Con el objeto de estudiar la posibilidad de activar al PMMA con fotones de 46.9nm, se diseñó este experimento como prueba de principios.

El experimento consistió en iluminar directamente una muestra de PMMA, a través de la máscara de agujeros situada muy próxima a la muestra. La muestra se fabricó depositando la fotorresina sobre un sustrato de silicio, tal como fue descrito en la sección 3.2. Se utilizó como máscara una grilla de calibración de microscopio de transmisión de electrones TEM (Transmission Electron Microscope). La grilla de TEM consiste en una red de cobre conformada por agujeros cuadrados de  $19\ \mu\text{m}$  de lado separados por barras opacas de  $6\ \mu\text{m}$ , formando una grilla de período  $25\ \mu\text{m}$ <sup>[165]</sup>.

La figura 3.9 representa el dispositivo experimental. El haz incide sobre la red de cobre ubicada a aproximadamente  $100\ \mu\text{m}$  del sustrato recubierto con PMMA. Por otra

parte, el sustrato se ubicó a 1.7m de la salida del láser, para garantizar una iluminación homogénea de la muestra.



**Figura 3.9:** Esquema del dispositivo experimental utilizado en el experimento de litografía de proximidad. La máscara se ubica muy próxima a la muestra tomando una pequeña porción del haz, de manera que la iluminación resulta homogénea.

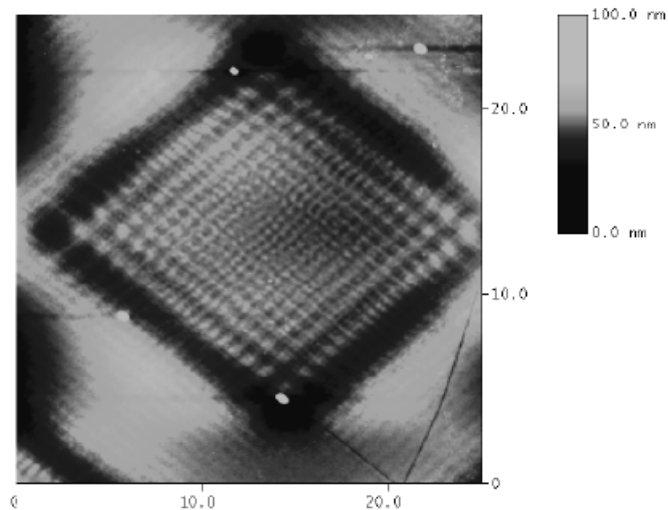
Dado que los agujeros de la grilla tienen un tamaño muchísimo menor que el diámetro del haz ( $1.27\text{cm}$ ), la variación del frente de ondas en el agujero resulta menor que una longitud de onda. Además, tal como se discutió en el capítulo 2, el láser es altamente monocromático, por lo que es correcto pensar que el campo eléctrico que atraviesa cada agujero es aproximadamente una onda plana y monocromática. Dado que la separación entre los centros de los orificios es de  $25\mu\text{m}$  y la muestra se halla a una distancia del orden de los  $100\mu\text{m}$ , cada agujero produce una figura de difracción independiente que resulta estar en la aproximación de Fresnel. La característica de las figuras de difracción de Fresnel, de tener oscilaciones de intensidad que decrecen con la distancia al borde del elemento difractor es un esquema muy conveniente para encontrar un orden de magnitud de los detalles que se pueden imprimir en la fotorresina.

La distribución de intensidad producida por la difracción en cada apertura cuadrada es registrada en el PMMA y luego del proceso de revelado, se convierte en una distribución de relieve en la superficie de la fotorresina donde los sectores más profundos corresponden a los lugares donde hubo mayor intensidad.

Las muestras fueron expuestas con dosis que consistían en series de 10 a 100 pulsos del láser. Luego, se revelaron sumergiéndolas en una solución de 3 partes de

alcohol isopropílico y una de Metil Isobutil Ketona y se enjuagaron con abundante alcohol isopropílico y agua destilada, tal como fue descrito en la sección 3.2.

A continuación de exponer y revelar las muestras, se inspeccionó la topografía de la superficie del PMMA utilizando un AFM en modo tapping. Las figuras de difracción fueron observadas fácilmente en todas las muestras para todas las dosis de exposición mencionadas anteriormente. Sin embargo el mejor resultado fue observado para la mayor dosis, que corresponde a los 100 disparos del láser utilizando 30 segundos para el revelado. Un ejemplo de la figura de difracción en la apertura cuadrada se puede observar en la figura 3.10, donde se evidencia de que la radiación emitida por el láser es altamente coherente, de otro modo no se observaría una figura tan nítida.



**Figura 3.10:** Imagen AFM mostrando el diagrama de difracción obtenido en PMMA. Los detalles más pequeños medidos son del orden de 120nm

En la misma figura, se puede observar que la distribución de intensidad tiene las características típicas de un diagrama de difracción en la aproximación de Fresnel que, para una rendija cuadrada, se puede escribir como<sup>[118]</sup>:

$$I(u, v) \propto |B_{12}(u)B_{12}(v)|^2 \quad (3.4)$$

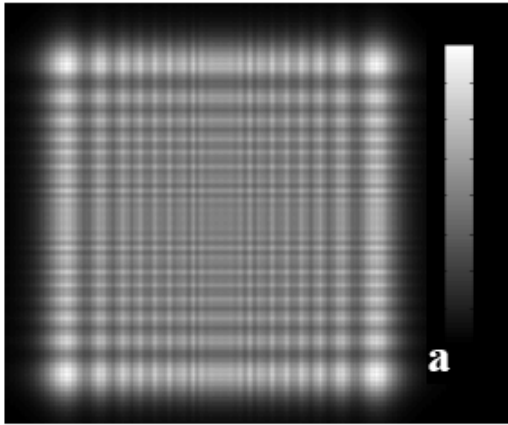
donde  $B_{12}(u)$  se expresa en función de las integrales de Fresnel descriptas a partir de la siguiente ecuación



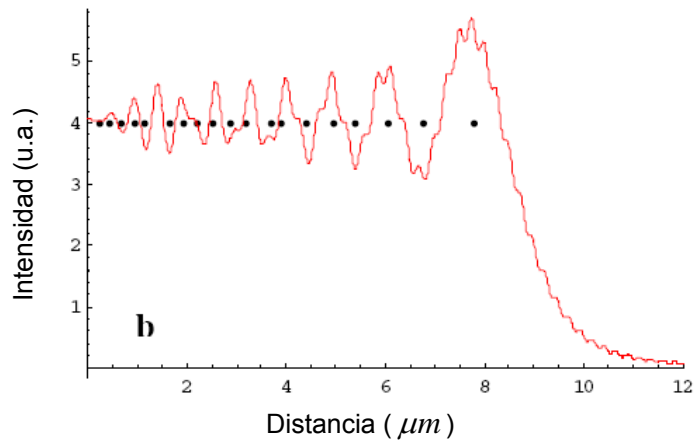
$$B_{12}(w) = \int_{w_1}^{w_2} e^{i\frac{\pi}{2}w^2} dw = \int_{w_1}^{w_2} \cos\left(\frac{\pi}{2}w^2\right) dw + i \int_{w_1}^{w_2} \sin\left(\frac{\pi}{2}w^2\right) dw = [C(w) + iS(w)] \Big|_{w_1}^{w_2} \quad (3.5)$$

Las coordenadas  $v$  y  $u$  son las versiones adimensionales de las coordenadas en el plano donde se observa la interferencia. El factor que da la dimensionalidad es  $\sqrt{2/\lambda r_o}$ , con  $\lambda$  la longitud de onda de iluminación y  $r_o$  la distancia entre la abertura y la pantalla (que en este caso es la muestra de PMMA). De la misma manera, los límites de integración son la versión adimensional de la posición de los bordes de la rendija. Es decir, si la rendija tiene un tamaño  $2a$ , los límites de integración se calculan como  $w_{1,2} = \pm a\sqrt{2/\lambda r_o}$ .

Los resultados obtenidos mediante este experimento están de acuerdo con las simulaciones teóricas. El relieve impreso en el PMMA coincide con la figura de difracción de Fresnel que produciría un agujero cuadrado de las mismas dimensiones que los de la grilla utilizada, ubicado a  $95\mu m$  de la muestra. En la figura 3.11(a) se muestra el diagrama de difracción calculado para la rendija cuadrada. En la figura 3.11(b) se grafica un corte de la figura de difracción a lo largo de una de las direcciones paralelas a uno de los lados de la apertura, mostrando la modulación de intensidad que debería traducirse en modulación en altura en el PMMA (línea sólida). En el mismo gráfico también se indica la posición de los mínimos y los máximos medidos en la muestra irradiada (puntos). Es importante notar que no se puso especial esfuerzo para que la máscara esté bien plana ni tampoco en que haya un buen paralelismo entre la muestra y la máscara; en consecuencia las desviaciones observadas entre los perfiles calculados y medidos pueden ser asignadas a la leve desalineación entre estas dos superficies que cambian localmente la distancia entre ambas. La inspección de la parte central del patrón muestra un mínimo tamaño en los detalles de 120nm. Este experimento relativamente sencillo muestra la viabilidad de utilizar este láser para producir detalles submicrométricos en un polímero fotoactivo, y resulta de interés ya que fue la primera demostración de que el PMMA puede ser activado con fotones con longitud de onda de este láser.



**Figura 3.11:** (a) Figura de difracción calculada para una rendija de  $19 \mu m$  de lado situada a  $95 \mu m$  de la muestra. (b) Perfil de la figura de difracción calculado (línea sólida) y posición medida de los máximos y los mínimos en la muestra. (puntos)

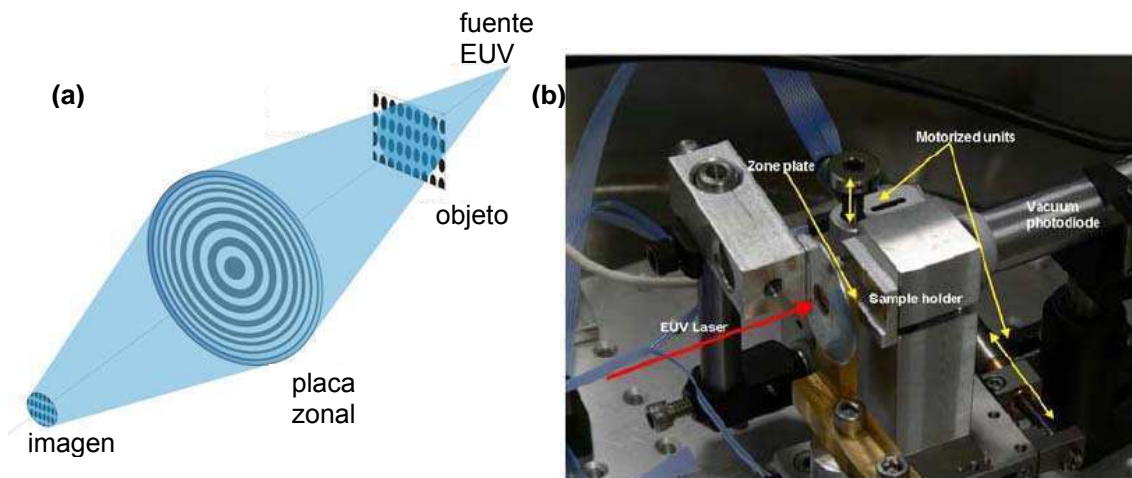


El resultado de este experimento sugiere la posibilidad de aprovechar la alta coherencia y potencia del láser para imprimir a la fotorresina y ensayar diferentes esquemas fotolitográficos. La forma de transferencia en este tipo de litografía es la copia con una magnificación 1:1 de la estructura deseada en el PMMA. Dicha estructura es previamente diseñada en una máscara por lo que el tamaño mínimo que se puede obtener sobre la fotorresina está limitado por el menor detalle que puede realizarse sobre la máscara. Si bien las estructuras transferidas en este trabajo corresponden a formas periódicas, el método no está limitado a estos casos.

### 3.4 EXPERIMENTO DE LITOGRAFÍA DE PROYECCIÓN

Otro experimento que se realizó utilizando el láser de 46.9nm, fue litografía de proyección. El experimento consiste en formar una imagen reducida de una máscara sobre una muestra de fotorresina utilizando como elemento para enfocar una placa zonal. Debido a la gran absorción de la radiación en los materiales a la longitud de onda del láser (46.9 nm), es necesario usar óptica reflectiva o difractiva, para reemplazar la óptica refractiva que se utiliza en sistemas de imágenes en el rango visible. Ésta es la razón por la cual se eligió una placa zonal para formar las imágenes. Otra opción para formar la imagen sería usar sistemas de espejos, pero una única placa zonal produce menos aberraciones y tiene mayor transmisión de energía.

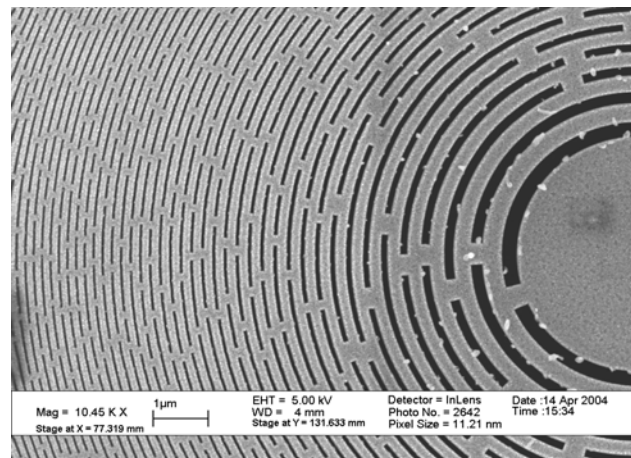
El esquema experimental se puede observar en la figura 3.12. Una máscara con la figura que se desea imprimir es iluminada con el láser. Utilizando la placa zonal se forma una imagen de la misma sobre la superficie de la fotorresina. Una unidad de traslación motorizada permite realizar varias exposiciones consecutivas sobre el mismo sustrato. La distribución de intensidades de la imagen activa a la fotorresina, y luego del proceso de revelado queda impresa como variaciones en el relieve que resultan ser la imagen de la máscara, de-magnificada a través de la placa zonal.



**Figura 3.12:** Esquema experimental (a) y fotografía (b) del sistema de litografía de proyección.

En esta experiencia se utilizó como máscara una grilla periódica de agujeros. Sin embargo, es posible usar una máscara por transmisión con un diagrama arbitrario. De este modo, este esquema resulta muy versátil, y se restringe a la disponibilidad de la máscara objeto con la geometría adecuada.

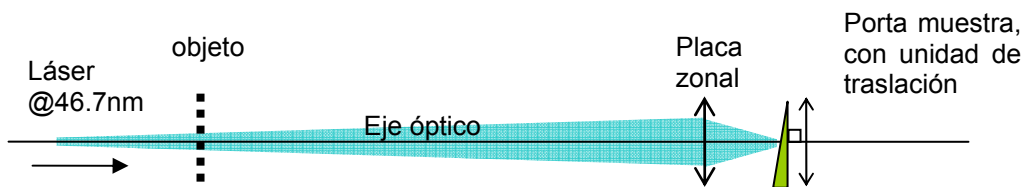
En el experimento se utilizó una placa zonal auto portante, que fue fabricada utilizando litografía de haz de electrones en Lawrence Berkeley National Lab (LBNL) en el Centro para Óptica para RX (CXRO). En la figura 3.13 se puede observar una imagen de la misma tomada con un microscopio de barrido de electrones. Los parámetros constitutivos de interés (ver apéndice I) son: el diámetro ( $500\mu\text{m}$ ), el número de zonas (625) y el ancho de la zona externa ( $\Delta r = 200\text{nm}$ ). Así, su distancia focal resulta de  $2.14\text{mm}$  (ecuación (a.10) del apéndice) y su apertura numérica es  $\text{NA}=0.12$  (ecuación (a.12) del apéndice). Además a partir de las ecuaciones (a.14) y (a.15) del apéndice, se obtiene que el límite de resolución del sistema es  $244\text{nm}$  y la profundidad de foco es  $1.7\mu\text{m}$ .



**Figura 3.13:** Imagen tomada con un microscopio electrónico de barrido (SEM) de la placa zonal utilizada en este experimento

Con el dispositivo experimental que se muestra en la figura 3.12 se realizaron varias pruebas, iluminando con el láser de  $46.9\text{nm}$  una matriz de agujeros cuya imagen es proyectada, con diferentes de-magnificaciones, sobre un sustrato recubierto con PMMA. La máscara objeto está conformada por una red de Níquel con agujeros de  $7\mu\text{m}$  de diámetro separados por espacios opacos de  $12\mu\text{m}$  de ancho. El PMMA tiene una resolución espacial que se encuentra por debajo del límite de resolución impuesto

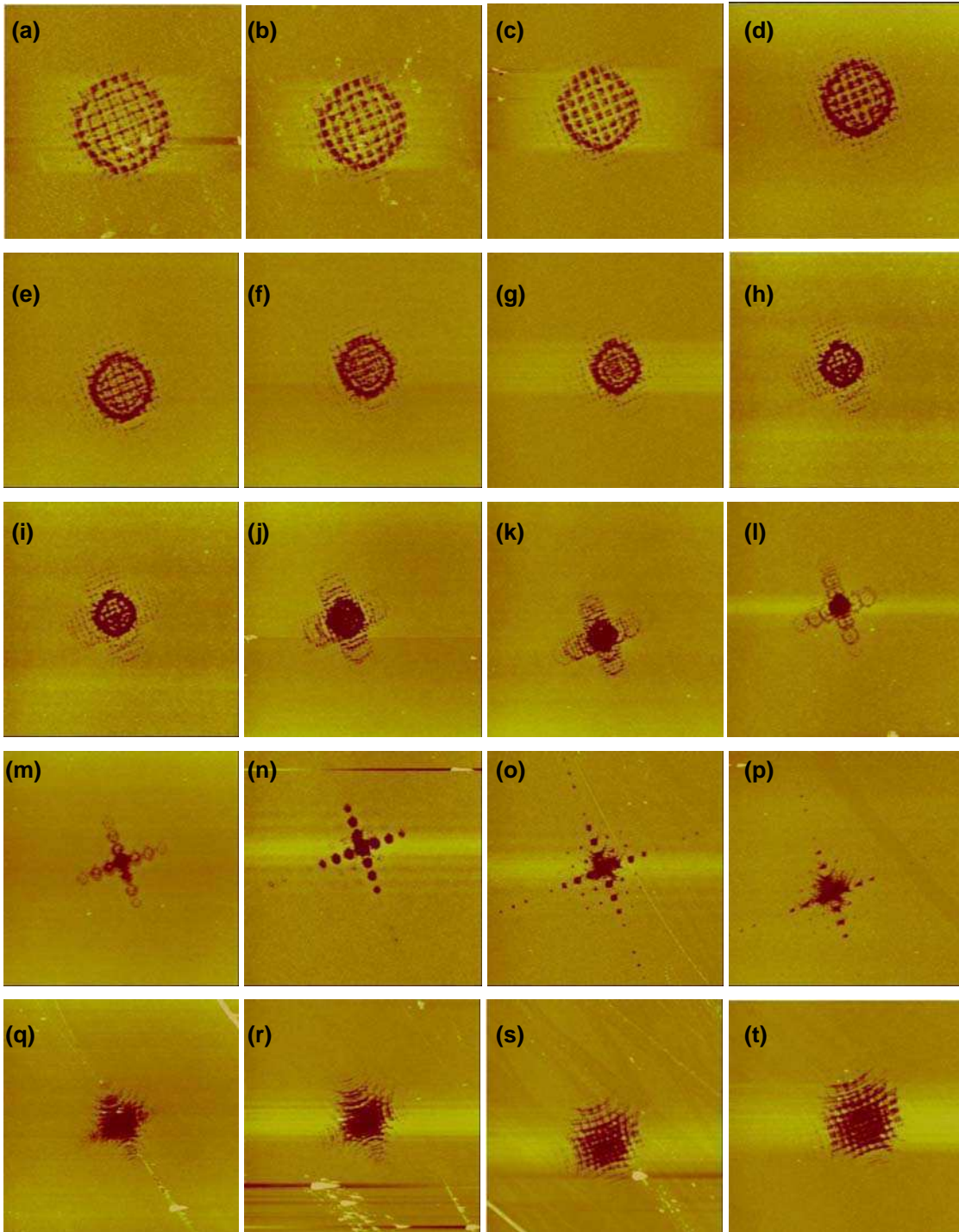
por la placa zonal<sup>[157,158]</sup>, y provee buena sensibilidad permitiendo el uso de tiempos cortos de exposición. Para encontrar el plano de enfoque óptimo, se desplazó la muestra a lo largo del eje óptico de la placa zonal en un entorno del valor estimado para la posición de la imagen. Con este propósito se diseñó un montaje en el cual la muestra se encontraba formando un ángulo cercano a 90° con el eje óptico (ver figura 3.14). Utilizando una unidad de translación, se desplazó la muestra en forma transversal al mismo. El movimiento transversal de la muestra, permitió registrar varias imágenes a diferentes distancias de la placa zonal, haciendo posible la realización de un barrido en la dirección axial para encontrar la distancia que produce la imagen más nítida.



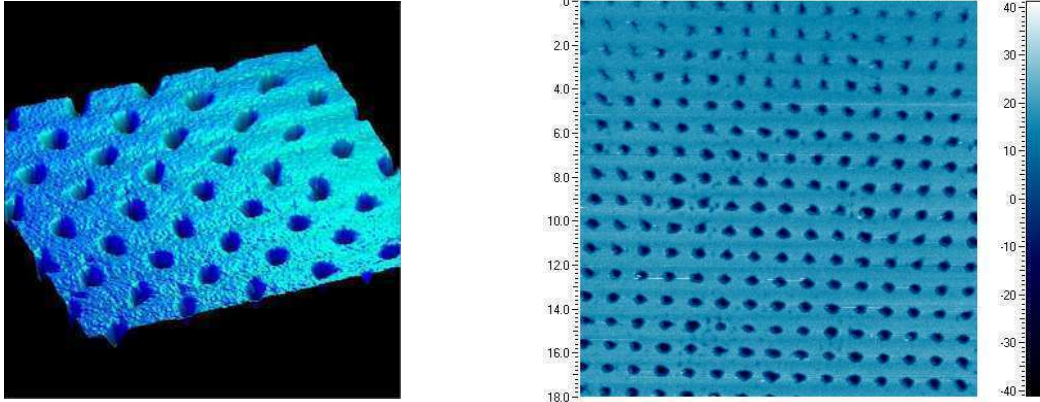
**Figura 3.14:** Detalle del dispositivo experimental, la muestra se encuentra en un ángulo cercano a 90° con respecto al eje óptico de manera que un desplazamiento transversal al mismo, permite realizar sucesivas exposiciones a diferentes distancias placa zonal-muestra.

Luego de exponer y revelar las muestras utilizando los procedimientos descritos en la sección 3.2, se observaron las estructuras impresas en la fotorresina utilizando un microscopio de fuerza atómica

En la figura 3.15 se observa un ejemplo de algunas imágenes tomadas al realizar el barrido transversal de la muestra. En las mismas se puede observar el láser enfocándose y las auto imágenes producidas por la placa zonal debido a que se está formando una imagen de un objeto con estructura periódica. Como era esperado, también se observa en la posición del foco (figura 3.15 (o)) la transformada de Fourier del objeto (red de agujeros cuadrados). En la figura 3.16, se muestra una imagen enfocada. Para esta muestra, el factor de demagnificación fue  $(1/19.5)X$  y la exposición de 3 disparos del láser. El tamaño resultante de los agujeros es del orden de 360nm. El área cubierta por la imagen es aproximadamente  $50 \times 50 \mu m^2$ .



**Figura 3.15:** Mediciones realizadas con un AFM de las impresiones realizadas en el polímero durante la formación de la imagen de una red de agujeros cuadrados, producida por la zoneplate. El tamaño de las imágenes es de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$



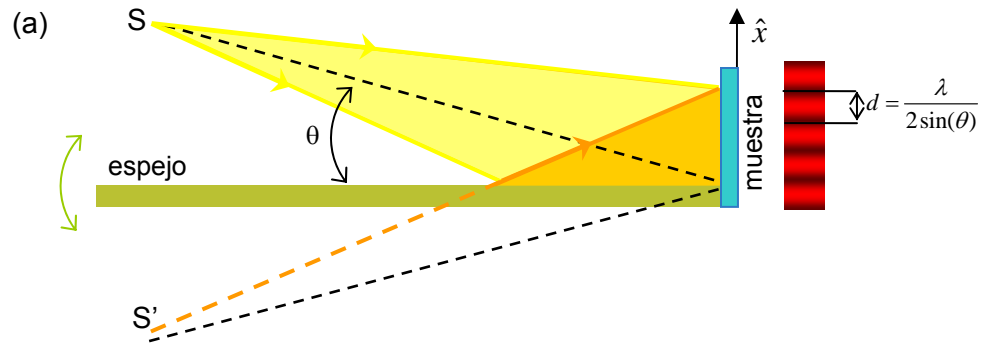
**Figura 3.16:** Medición obtenida con un AFM de la imagen de la grilla de agujeros en el PMMA. El tamaño de cada agujero es 360 nm FWHM.

### 3.5 EXPERIMENTO DE LITOGRAFÍA INTERFEROMÉTRICA UTILIZANDO UN ESPEJO DE LLOYD

Una técnica alternativa para imprimir estructuras periódicas es la litografía interferométrica. Entre los interferómetros de división de frente de ondas, el más simple es el espejo de Lloyd. Con este esquema, la figura de interferencia se forma mediante la superposición de parte del haz directamente transmitido desde la fuente, con una porción del haz reflejada en el espejo. Cambiando el ángulo de incidencia entre el espejo y el haz incidente, se puede variar controladamente el período de la figura de interferencia. Este tipo de interferómetro fue previamente utilizado para imprimir redes en escala nanométrica, con un período de 38nm, empleando radiación de 13nm proveniente de una fuente sincrotrón<sup>[147,148]</sup>

Para obtener una figura de interferencia con buen contraste es necesario que la fuente de iluminación tenga alto grado de coherencia espacial y temporal. Además esto es necesario para cubrir grandes áreas en los diagramas impresos, como será discutido luego con más detalle. Es también importante que la potencia media sea lo suficientemente alta como para permitir que los tiempos de exposición sean cortos, de manera de minimizar vibraciones que producirían el borronado de las franjas.

En la figura 3.17, se muestra un esquema del espejo de Lloyd. En este interferómetro, parte del haz incide sobre el espejo y es reflejado para interferir con la porción del haz que incide directamente sobre la muestra. Análogamente, se puede pensar que la luz reflejada en el espejo, proviene de la imagen de la fuente S, como se indica en la misma figura. Así, la interferencia se produce entre dos haces que inciden sobre la muestra y cuyos vectores de propagación forman un ángulo  $2\theta$ .



**Figura 3.17:** Esquema del espejo de Lloyd utilizado para obtener estructuras de tamaño controlable

La interferencia entre los haces da a lugar a un perfil senoidal de intensidades, cuyo período está definido por la longitud de onda  $\lambda$  y el ángulo de incidencia  $\theta$  de acuerdo con

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta)} \quad (3.6)$$

Aumentando el ángulo de incidencia en el espejo, aumenta la separación angular entre los vectores de propagación de los dos haces que interfieren y por lo tanto disminuye el espaciado de las franjas de interferencia. El perfil de intensidades que describe la figura de interferencia está dado por

$$I(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2\sqrt{I_1(x)}\sqrt{I_2(x)}|\mu_{12}|\cos(\phi_{12}) \quad (3.7)$$

donde  $x$  es la distancia medida sobre la muestra a partir de la línea de contacto entre la muestra y el espejo,  $\mu_{12}$  es el factor complejo de coherencia (cuyo módulo varía desde



0 para haces totalmente incoherentes hasta 1 para haces totalmente coherentes), y  $\phi_{12}$  el defasaje entre los dos haces que interfieren.

El perfil senoidal de intensidades producido por la interferencia tiene máximos y mínimos que son función de la intensidad de cada haz  $I_1$  e  $I_2$ , y de la coherencia de la fuente. Despreciando los efectos de polarización que serán discutidos más adelante, los máximos ( $I_+$ ) y mínimos ( $I_-$ ) de intensidad pueden ser expresados como<sup>[115]</sup>

$$I_{\pm} = I_1 + I_2 \pm 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}|\mu_{12}| \quad (3.8)$$

El último término en la ecuación (3.8) representa la modulación de intensidad por lo tanto es necesario utilizar una fuente con alto grado de coherencia para que la modulación sea máxima.

Tanto la coherencia espacial como la temporal imponen límites en el área a imprimir. Para el láser utilizado en este experimento, el radio de coherencia en la posición donde se realizó la exposición (1.8m de la salida del capilar) es del orden de 0.6mm<sup>[114]</sup>. Este valor da el límite para la región en donde se espera ver franjas de interferencia a una distancia de 0.6mm medidos en la muestra, desde el borde del espejo. Para incrementar esta distancia y en consecuencia incrementar el área que se puede imprimir, una alternativa sería incrementar la distancia entre el láser y la muestra, lo que automáticamente incrementa el radio de coherencia espacial<sup>[54]</sup>. Sin embargo esta estrategia tiene el inconveniente que al incrementar la distancia se reduce la densidad de energía en haz lo que traería como consecuencia la necesidad de incrementar la exposición para lograr activar la fotorresina. Por otra parte, considerando que el ancho de línea de este láser es  $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-4}$ , la longitud de coherencia temporal resulta  $l_c \approx 470\mu m$ . La cantidad de franjas visibles en la figura de interferencia estará determinada por la longitud de coherencia, dado que la diferencia de caminos ópticos  $\Delta l$  máxima admitida está limitada por este valor, esto es:

$$\Delta l < \Delta l_{\max} = l_c \sim \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (3.9)$$

Dado que cada período en la figura de interferencia significa un cambio en el camino óptico de una longitud de onda, el número total de franjas visibles en la figura de interferencia  $m$  se obtiene dividiendo la expresión anterior por la longitud de onda

$$m = \frac{\Delta l}{\lambda} < \frac{l_c}{\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} \sim 10^4 \quad (3.10)$$

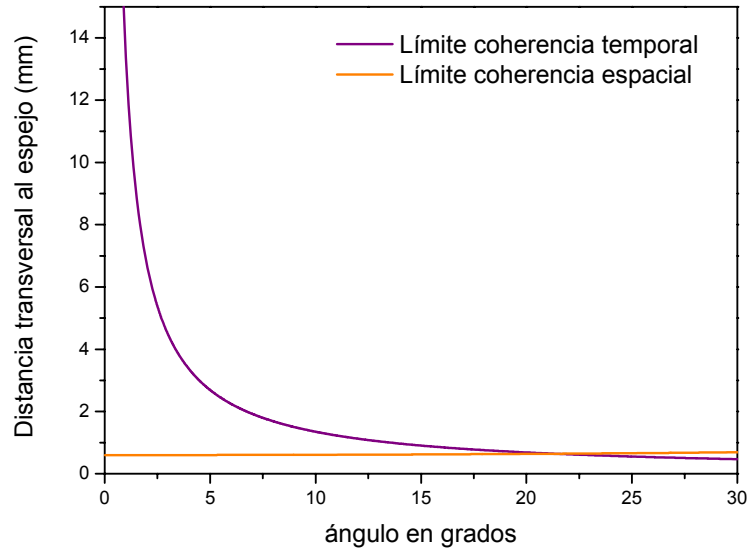
De esta manera, la longitud transversal al espejo  $\Delta x$  en donde aparecen franjas, es el tamaño de la interfranja dado en la expresión (3.6) multiplicado por el número total de franjas dado en la ecuación (3.10)

$$\Delta x \sim 5 \cdot 10^3 \frac{\lambda}{\sin(\theta)} \quad (3.11)$$

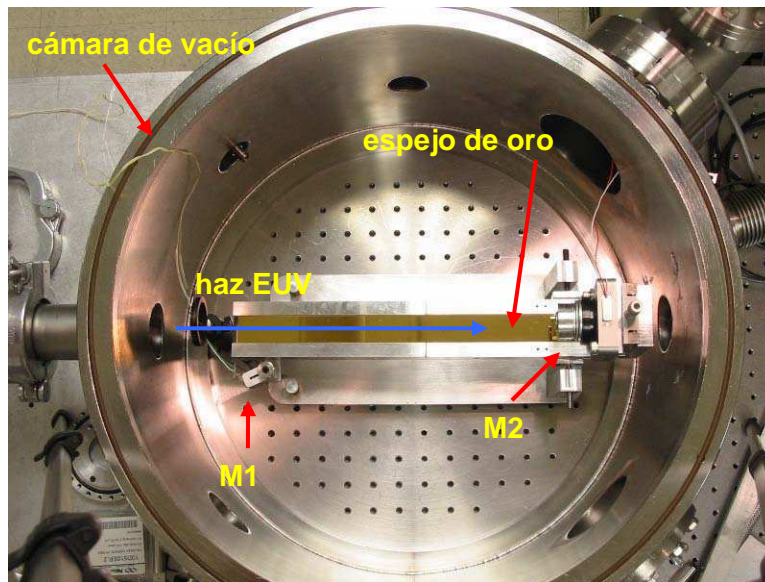
La coherencia temporal limita entonces a la distancia máxima a lo largo de la coordenada  $x$  en la dirección normal al espejo, en donde se pueden imprimir franjas. En la figura 3.18, se observa un gráfico de la distancia transversal al espejo en donde se observarían franjas para los casos en que el factor limitante sea la coherencia espacial o la coherencia temporal. Se observa que para ángulos de incidencia en el espejo menores que  $21^\circ$  aproximadamente, el límite lo impone principalmente la coherencia espacial mientras que para los mayores a  $21^\circ$ , lo hace la coherencia temporal.

El montaje experimental se muestra en la figura 3.19, en donde se observa al espejo ubicado dentro de la cámara de vacío. El interferómetro de Lloyd fue construido situando un espejo de oro a 1.8m de la salida del capilar y en un ángulo de incidencia  $\theta$  predeterminado.

La inclinación del espejo fue controlada utilizando un picomotor (M1). Este motor permite variar el ángulo de incidencia entre  $2^\circ$  y  $31^\circ$ , y de esta manera variar el período de las franjas entre  $\sim 1300nm$  y  $\sim 45nm$ . La muestra fue situada perpendicular al espejo, en una unidad de rotación motorizada (M2). De esta manera es posible realizar varias exposiciones en diferentes zonas del sustrato.



**Figura 3.18:** Distancia transversal al espejo que es posible de imprimir según se considere la coherencia espacial o la coherencia temporal, en función del ángulo de incidencia.



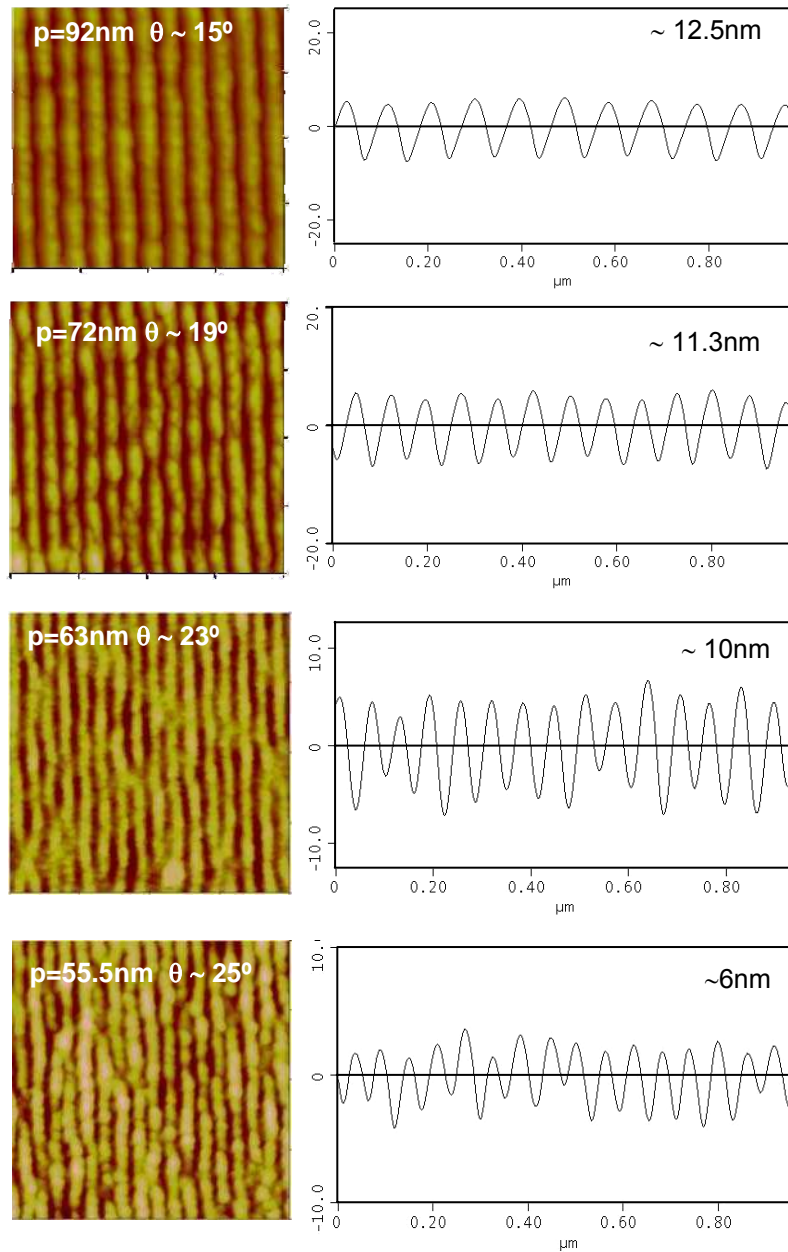
**Figura 3.19:** Fotografía del dispositivo experimental utilizado para obtener redes de período controlable. La inclinación del espejo es controlada mediante un picomotor M1. La muestra es rotada por una unidad de rotación motorizada M2 para realizar múltiples exposiciones

La muestra consiste en un sustrato de Silicio cubierto con una capa de 50nm de PMMA (MicroChem 950000 peso molecular) mediante la técnica de *spin coating* tal como se describió en la sección 3.2. La misma fue situada ortogonal al espejo de Lloyd

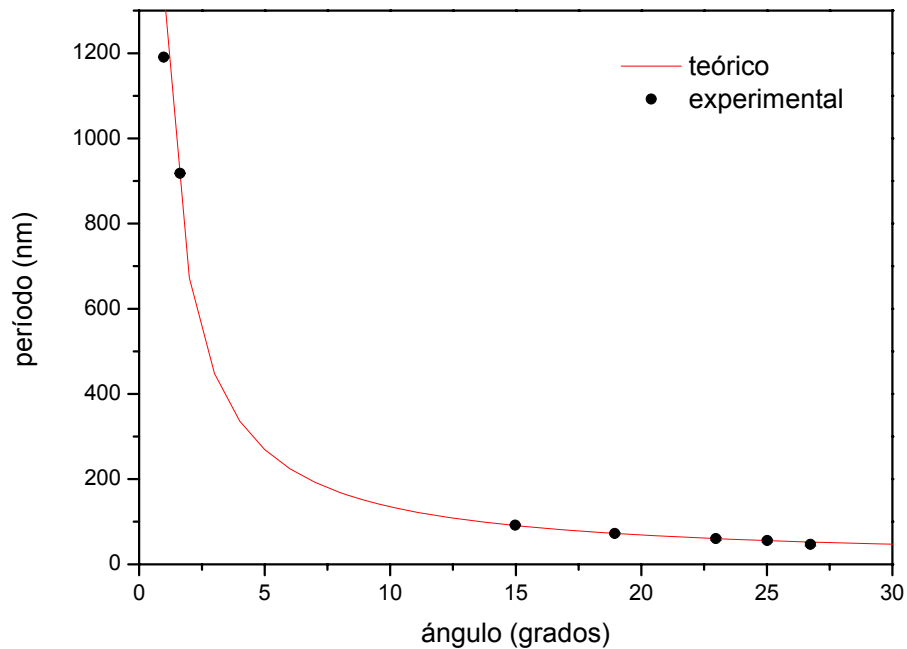
en el extremo donde se produce la interferencia como se muestra en la figura 3.17. Las muestras fueron iluminadas con dosis que consistían típicamente en 100 disparos. Este experimento fue realizado con el láser operando entre 1 y 2 Hz y una energía por pulso del orden de 0.2mJ. El área expuesta estaba definida por el diámetro del haz medido a mitad de altura pico (FWHM) en la muestra, que resultó ser del orden de los 14mm y la distancia perpendicular al espejo (0.6mm), limitada esencialmente por la coherencia espacial, como se muestra en la figura 3.18. Para ángulos de incidencia grandes ( $\theta \sim 22^\circ$ ), la coherencia temporal reduce aun más esta distancia a 0.45mm.

Luego de exponer las muestras, se realizó el proceso de revelado. Se estudió la topografía de las mismas usando un microscopio de fuerza atómica (AFM) en modo tapping, con una punta de 10nm de radio.

La figura 3.20 muestra las imágenes tomadas con el AFM de las figuras impresas en el PMMA para ángulos de incidencia  $15^\circ$ ,  $19^\circ$ ,  $23^\circ$  y  $25^\circ$  correspondientes a las figuras de interferencia con interfranja de períodos  $d \sim 92$ , 72, 63 y 55.5nm respectivamente. Los perfiles de las imágenes que se muestran en las figuras 3.20(b), fueron construidos realizando un promedio de varios perfiles tomados en la dirección perpendicular a las franjas. Como se puede observar, la muestra con franjas de 92nm, consiste en líneas de bordes bien definidos y una modulación promedio de 12.5nm. Esta modulación relativamente pequeña está principalmente limitada por la pequeña longitud de penetración de los fotones de 46.9nm en el PMMA, aproximadamente de 20nm<sup>[166]</sup>. Para períodos menores (<60nm), la modulación disminuye, la superficie de la muestra se observa más rugosa y la definición de las líneas disminuye. La figura 3.21, muestra un buen acuerdo entre el período de las franjas medido experimentalmente y el calculado teóricamente.



**Figura 3.20:** (izquierda) imágenes de una región de  $1 \times 1 \mu\text{m}$  de las muestras, adquiridas mediante un microscopio AFM. El ángulo de incidencia y el período correspondiente, está indicado en cada caso. (derecha) perfil transversal a las franjas promediado para una sección de las imágenes. La modulación media está indicada en la esquina de cada gráfico.

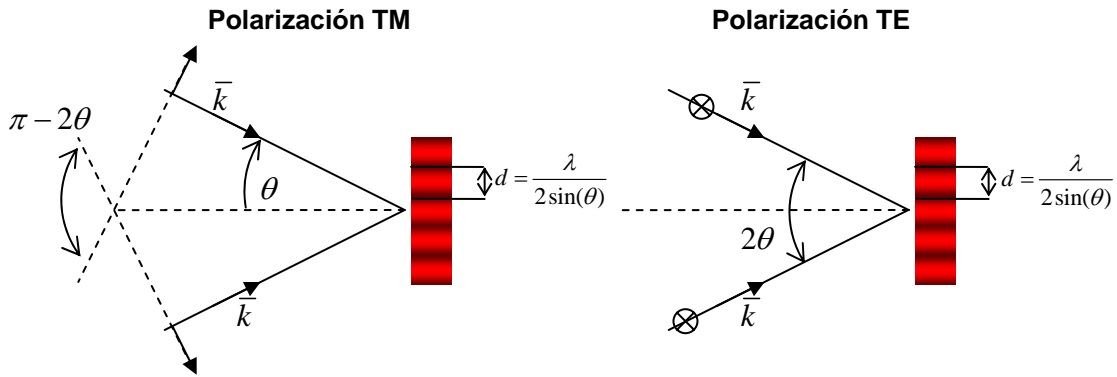


**Figura 3.21:** Variación del período de las franjas impresas en PMMA como función del ángulo del espejo de Lloyd. Los puntos indican los valores medidos<sup>[93]</sup>

La incerteza en el proceso de medición depende tanto de la forma de la punta del AFM como de la muestra que se está midiendo. Como primera aproximación la medición podría modelarse como la convolución entre el perfil real y el perfil de la punta. Teniendo en cuenta el tamaño de punta utilizado en este caso (10nm) sólo se vería afectado en forma apreciable el período correspondiente a 55nm.

Bajo la suposición de que la profundidad de modulación es proporcional a la visibilidad de la figura de interferencia, ya que la luz es completamente absorbida por el PMMA, la reducción de la modulación con la disminución del período puede ser asignada principalmente a dos efectos. Por un lado, la disminución de la reflectividad del espejo  $R(\theta)$  con el aumento del ángulo de incidencia produce la disminución del contraste. Esto ocurre, debido a que la intensidad  $I_2$  correspondiente a la porción reflejada del haz incidente en el espejo, es menor que la intensidad  $I_1$  de la porción del haz que incide directamente sobre el PMMA, en un factor  $R(\theta)$ . Por otro lado, la visibilidad de las franjas de interferencia, asociada con la componente TM del haz incidente no polarizado<sup>[167]</sup>, depende del ángulo de incidencia, ya que como se observa en la figura 3.22, el ángulo entre los vectores del campo eléctrico, correspondientes a

cada haz que forma la figura de interferencia, varía con el ángulo de incidencia. Por ejemplo, cuando el ángulo de incidencia es cercano a cero, los vectores de polarización son casi paralelos, dando a lugar a la máxima modulación, sin embargo, cuando el ángulo de incidencia es  $\theta = 45^\circ$ , los vectores de polarización son perpendiculares y por lo tanto, no hay modulación dado que los haces no interfieren. Por el contrario, las componentes TE de los vectores de campo eléctrico de cada haz son siempre paralelas entre si y por lo tanto la modulación de las franjas debida a estas componentes no depende del ángulo de incidencia.



**Figura 3.22:** Interferencia de la luz en el caso de que la polarización sea TM o TE. En el primer caso, el ángulo entre los vectores de polarización depende del ángulo de incidencia, y por lo tanto la modulación depende de dicho ángulo. En el segundo caso, los vectores de polarización son siempre paralelos y por lo tanto la modulación no depende del ángulo de incidencia.

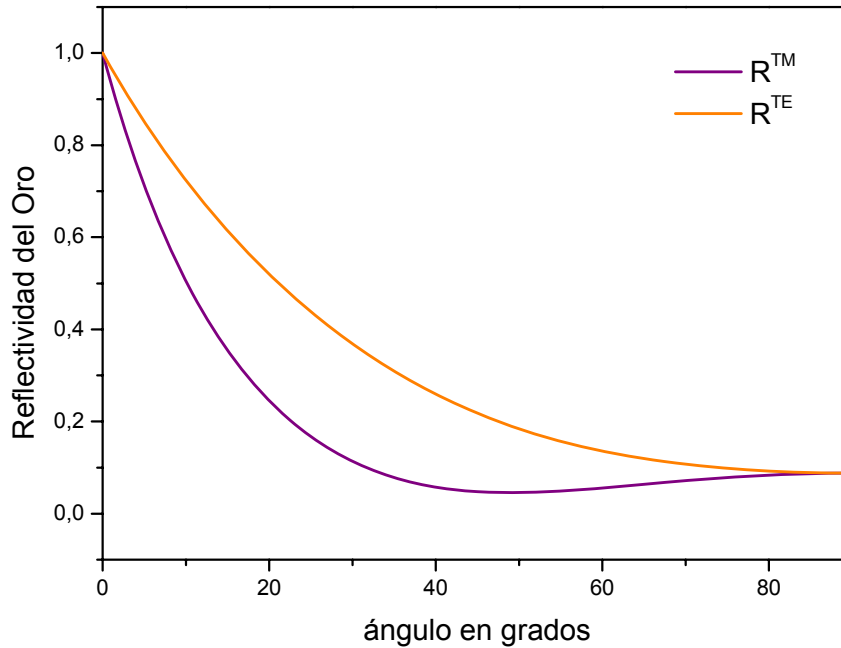
De este modo, en el caso de considerar la interferencia de las componentes TE, la intensidad de los máximos ( $I_+^{TE}$ ) y los mínimos ( $I_-^{TE}$ ) del patrón de interferencia, esta dada por

$$I_{\pm}^{TE} = I_1 + R^{TE}(\theta)I_1 \pm 2\sqrt{R^{TE}(\theta)} I_1 \quad (3.12)$$

donde  $R^{TE}(\theta)$  es la reflectividad del oro para la componente TE, mientras que para la componente TM resulta

$$I_{\pm}^{TM} = I_1 + R^{TM}(\theta)I_1 \pm 2\sqrt{R^{TM}(\theta)} I_1 \cos(2\theta) \quad (3.13)$$

donde  $R^{TM}(\theta)$  es la reflectividad del oro para la componente TM. Los valores de la reflectividad TM y TE se obtuvieron de la base de datos disponibles en el sitio web de Center for X-ray Optics en LBNL<sup>[166,168]</sup>. En la figura 3.23, se observa la dependencia de estos coeficientes con el ángulo de incidencia, medido desde la superficie del espejo.



**Figura 3.23:** Coeficientes de reflectividad para las componentes de polarización paralelas al plano de incidencia ( $R^{TE}(\theta)$ ) y perpendicular al plano de incidencia ( $R^{TM}(\theta)$ )

Debido a que el haz no es polarizado, la intensidad del patrón de interferencia se puede considerar como un promedio de las intensidades de las componentes TE y TM, de modo que la intensidad de los máximos y los mínimos estará dada por

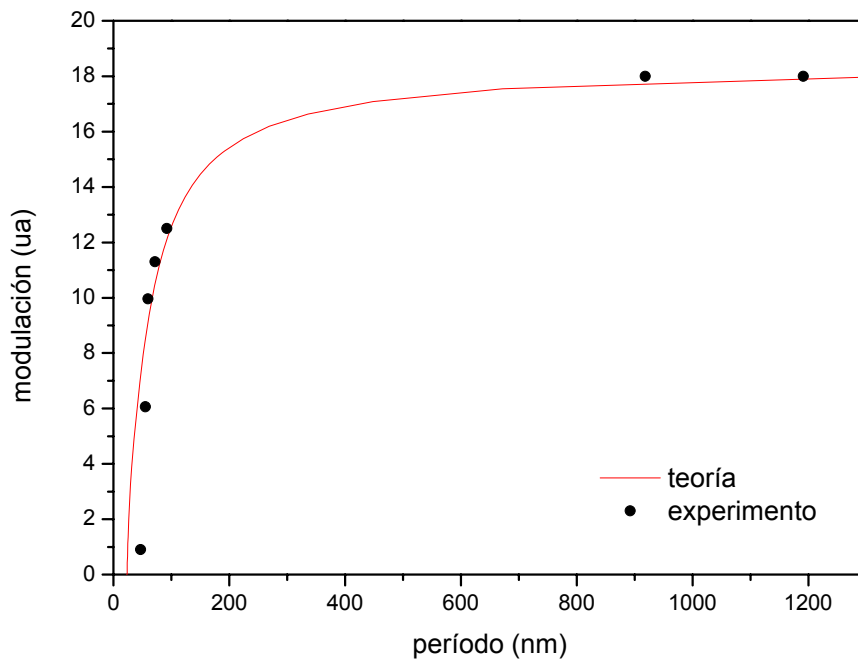
$$I_{\pm}(\theta) = \frac{1}{2}(I_{\pm}^{TM}(\theta) + I_{\pm}^{TE}(\theta)) \quad (3.14)$$

En la figura 3.24 se puede observar la profundidad de modulación medida en las redes impresas, junto con la modulación teórica calculada a partir de los máximos y mínimos de la figura de interferencia usando la ecuación (3.14). La modulación calculada fue normalizada al valor experimental máximo que resultó de 18nm para un ángulo de incidencia de  $2^{\circ}$ . En este gráfico se puede observar que la profundidad de



modulación medida sigue la tendencia general de los valores calculados, confirmando el rol dominante de la visibilidad de las franjas en la profundidad de modulación.

Varios factores no incluidos en el modelo pueden contribuir a la degradación de la modulación de las redes impresas en el PMMA. Algunas posibilidades son las vibraciones durante la exposición, el scattering debido a la rugosidad del espejo que reduce severamente la intensidad en el haz reflejado y el tamaño de la punta del cantilever del AFM que es comparable con los períodos más chicos y posiblemente limita la resolución en las imágenes. Además también hay que tener en cuenta el hecho de que el espaciado de las líneas está cada vez más cerca de los límites de resolución de la fotorresina. Este límite de resolución también es responsable del aumento de la rugosidad de las líneas a medida que el período disminuye.



**Figura 3.24:** Profundidad de modulación calculada (línea sólida) y medida (puntos) de las redes impresas en PMMA como función del período de las redes.

En suma, en este se imprimieron figuras de interferencia con alta densidad de líneas (hasta  $18l / \mu m$  ( $1 / 55nm$ ) aproximadamente)) en PMMA utilizando un espejo de Lloyd. Los resultados de este experimento podrían ser mejorados con la utilización de los láseres desarrollados recientemente en longitudes de onda más corta, debido a que la longitud de penetración para esas longitudes de onda es mayor. Otras posibilidades son utilizar materiales con mayor reflectividad para el espejo, como ser el cromo, cuya

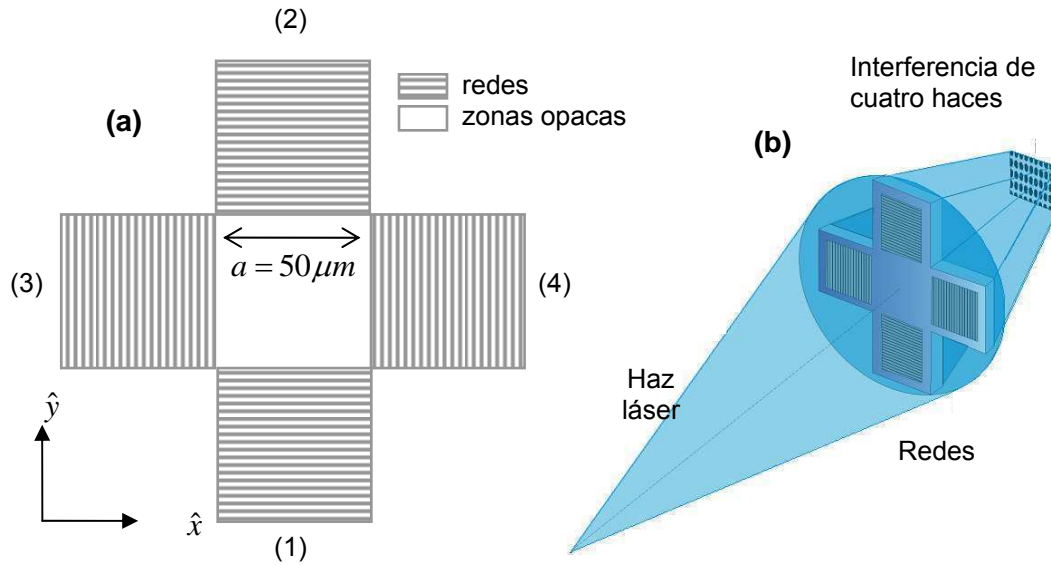
reflectividad decrece más lentamente con el aumento del ángulo de incidencia que en el caso del oro. También se pueden utilizar fotorresinas con mayor resolución y sensibilidad que el PMMA, como por ejemplo HSQ, K2. Estos resultados muestran que los láseres EUV son potencialmente útiles para implementar aplicaciones de nanolitografía.

### **3.6 EXPERIMENTOS DE LITOGRAFÍA INTERFEROMÉTRICA CON MÚLTIPLES HACES**

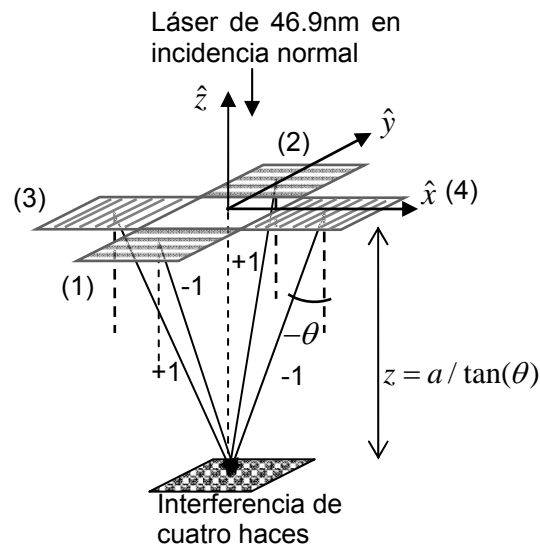
En la sección anterior, se mostró el caso en que se produce la interferencia entre dos haces para formar un diagrama de interferencia compuesto por líneas. Esquemas de interferómetros más complejos permiten imprimir figuras más elaboradas. En esta Tesis, se utilizó el interferómetro de cuatro redes que se esquematiza en la figura 3.25 (a). La disposición de las redes es similar a la descrita en el trabajo de Solak<sup>[146]</sup>. Un arreglo de cuatro redes dispuestas formando una cruz, unidas por uno de sus vértices, produce haces coherentes que convergen en una región de la muestra, como se indica en la figura 3.25 (b), para formar una figura de interferencia conformada por una distribución bidimensional de máximos y mínimos de intensidad.

En la figura 3.26, se observa un esquema de estas redes y los haces que contribuyen a la formación del diagrama de interferencia. Se consideran redes cuadradas de lado  $a$ , y se toman los órdenes 1 o -1 de cada red. Por ejemplo, los órdenes 1 de las redes (1) y (3), cuyo ángulo de difracción es  $+\theta$  y -1 de las redes (2) y (4), cuyo ángulo de difracción es  $-\theta$ .

Si la muestra se sitúa a una distancia  $z = a / \tan(\theta)$  de las redes, estos cuatro haces se superponen en la misma región, incidiendo con ángulos  $\pm\theta$ . Como se explicará más adelante, el resultado es una figura de interferencia con máximos bien localizados. Asimismo, otros órdenes superiores de difracción producen interferencia al superponerse, sin embargo, dicha superposición ocurre en planos que están a menor distancia de las redes dado que los ángulos de difracción son mayores.



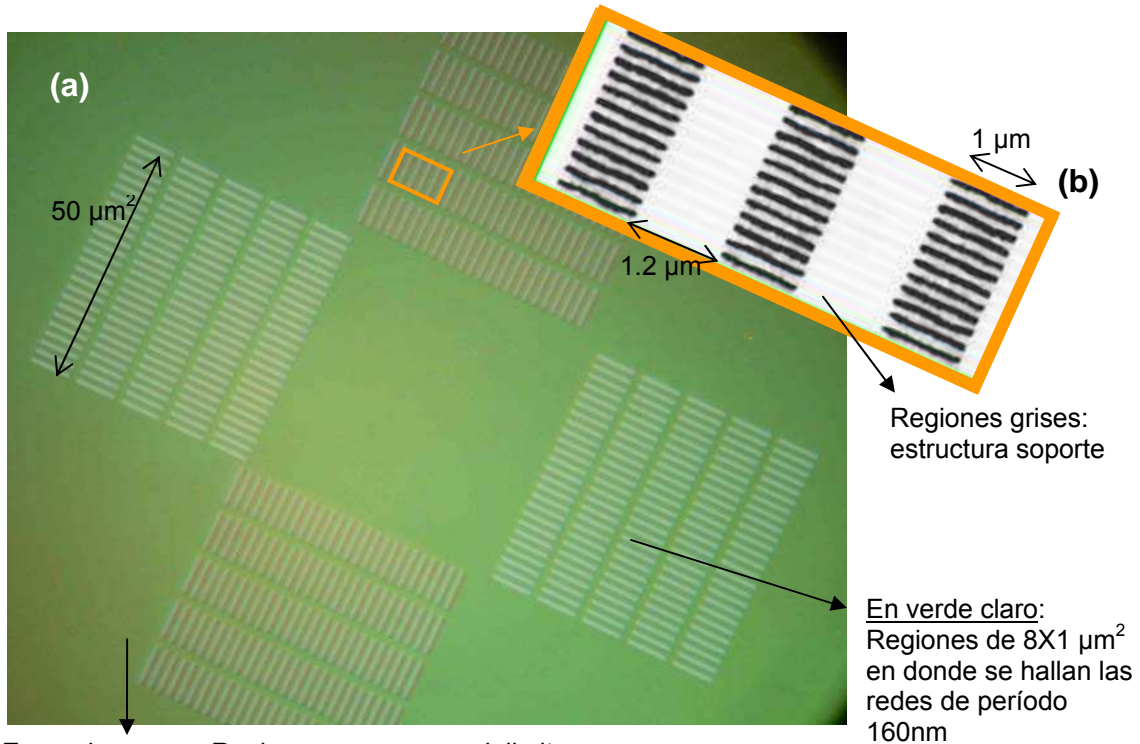
**Figura 3.25:** (a) Esquema del interferómetro de cuatro redes. La orientación de las líneas de la red se encuentra en la dirección de  $x$  en las redes (1) y (2) y en la dirección de  $y$  en las redes (3) y (4). Las 4 redes tienen un período de  $160\text{nm}$  y están fabricadas de manera que la fase relativa debida al desplazamiento es cero. (b) Esquema experimental del sistema de litografía interferométrica con cuatro redes. La máscara difractiva compuesta por cuatro redes es iluminada por el láser de  $46.9\text{nm}$  produciendo la interferencia mediante la superposición de cuatro haces



**Figura 3.26:** Esquema del interferómetro de cuatro redes y haces utilizados para formar la figura de interferencia.

En la figura 3.27 se observan imágenes de las redes utilizadas para este experimento. Esta máscara difractiva fue fabricada especialmente para este experimento en Center for X-Ray Optics usando litografía con e-beam en un sustrato de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de 100nm de espesor. La figura 3.27(a) muestra una imagen de la máscara tomada con un microscopio óptico. En ella se observa al arreglo de las cuatro redes dispuestas formando una cruz, donde cada red tiene un área de  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ . El cuadrado central del arreglo, es parte de la membrana de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , de modo que es opaco para el láser. Debido a la alta absorción de los materiales que típicamente se utilizan para fabricar membranas a 46.9nm, se decidió fabricar a las redes con un diseño autoportante. Esto es, las zonas transparentes son efectivamente aberturas en la membrana de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , es decir, la red se fabricó como una superposición de rendijas. Para asegurar la estabilidad estructural de las redes, en la membrana se construyó una estructura soporte como se observa en la misma figura. Dicha estructura está compuesta por regiones rectangulares de  $8 \times 1 \mu\text{m}^2$ , en donde se encuentran las redes, separadas por regiones sólidas de  $8 \times 1.2 \mu\text{m}^2$ . La figura 3.27(b), muestra una imagen SEM (Scanning Electron Microscope) de una pequeña región de la máscara. En ella se observan los surcos de las mismas cuyo período es de  $160 \text{ nm}$  con una apertura de 35%.

La máscara fue montada a una distancia de aproximadamente  $160 \mu\text{m}$  de la muestra de manera que los cuatro primeros órdenes difractados en cada red convergen a la misma región, produciendo una figura de interferencia. El dispositivo se situó en la cámara de vacío a una distancia de 1.7m de la salida del capilar del láser, asegurando que el arreglo de cuatro redes esté completamente iluminado con un haz coherente. La subsiguiente activación y revelado de la fotorresina produce el correspondiente arreglo de agujeros. En este experimento la muestra fue iluminada por 50 pulsos del láser.



En verde oscuro: Regiones opacas que delimitan las redes y conforman la estructura soporte

**Figura 3.27:** (a) Imagen óptica de las redes y (b) magnificación de una región tomada con un microscopio de barrido electrónico.

En el trabajo de Fernández *et al*<sup>[169]</sup>, se analiza la figura de interferencia producida por cuatro haces coherentes sobre la superficie de interés, en particular se muestra que la misma depende de la polarización de dichos haces. El láser de 46.9nm es no polarizado, así que para modelar la figura de interferencia que se obtendrá en este caso, se supondrá en primer lugar que sobre las redes incide normalmente una onda plana con una polarización lineal de orientación arbitraria, y luego se calculará el promedio de intensidades de las figuras de interferencia obtenidas para todas las orientaciones posibles del vector polarización de la onda incidente.

En el caso en que haz del láser incide normalmente sobre las redes estas producen los cuatro haces coherentes de interés que se muestran en la figura 3.26. Los ordenes 1 y -1, difractados por las redes 1 y 2, inciden sobre la muestra con ángulos  $\pm\theta$  respectivamente. El plano de incidencia para estos dos haces, definido por sus vectores de propagación, coincide con el plano  $x=0$ . Por otro lado, los órdenes 1 y -1 difractados por las redes 3 y 4, inciden respectivamente con ángulos  $\pm\theta$  sobre la muestra, y sus vectores de propagación están contenidos en el plano de incidencia

$y = 0$ . Bajo la suposición de que los haces difractados son ondas planas, se pueden escribir a los cuatro campos que interfieren como

$$\vec{E}_n(\vec{x}, t) = \vec{E}_{o,n} \text{Exp}(i(\vec{k}_n \cdot \vec{x} - \omega t + \varphi_n)) \quad (3.15)$$

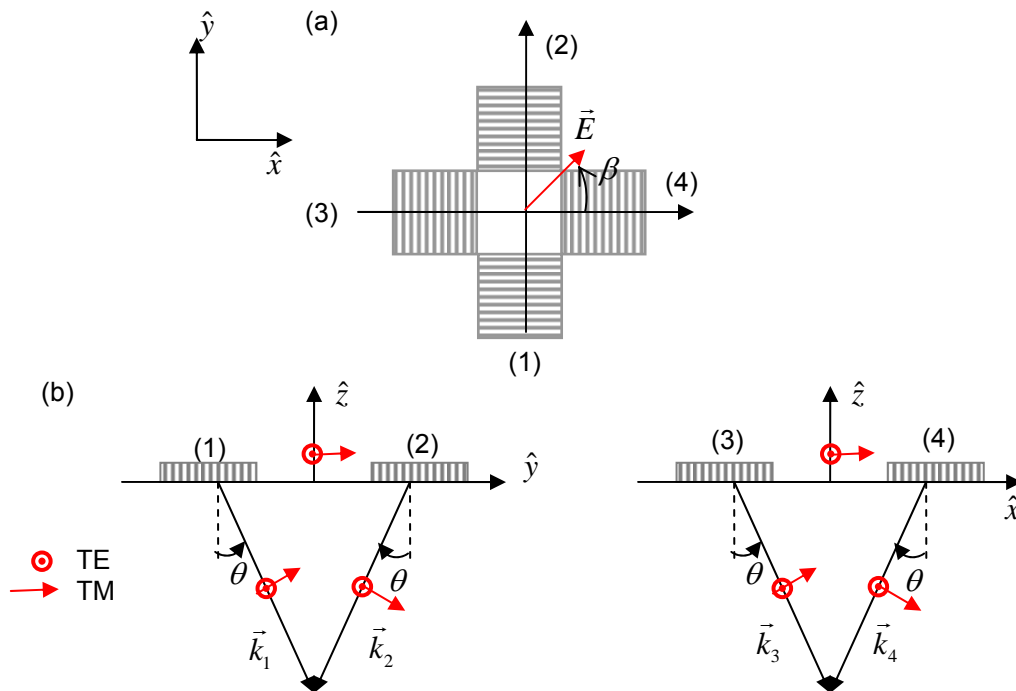
donde  $n$  se refiere al número de red,  $\vec{E}_{o,n}$  es el vector amplitud, que tiene en cuenta la polarización del orden difractado por la red  $n$ ,  $\vec{k}_n$  es el vector de propagación correspondiente a dicho orden,  $\omega$  la frecuencia y  $\varphi_n$  es una constante de fase que depende de los parámetros de construcción de las redes. Como se explicará en mayor detalle en la sección 4.3.5, un desplazamiento de una red de difracción en la dirección transversal a los surcos de la red, produce un defasaje dado por  $2\pi m \Delta / p$ , donde  $\Delta$  es el desplazamiento de la red,  $m$  el orden difractado y  $p$  es su período. En este experimento el desplazamiento  $\Delta$  de cada una de las redes, es un parámetro de construcción que se fija cuando se fabrican las mismas. A partir de la figura 3.28 puede verse que las expresiones para los vectores de propagación  $\vec{k}_n$  vienen dadas por:

$$\begin{aligned} \vec{k}_1 &= k(\sin(\theta)\hat{y} - \cos(\theta)\hat{z}); \\ \vec{k}_2 &= k(-\sin(\theta)\hat{y} - \cos(\theta)\hat{z}); \\ \vec{k}_3 &= k(\sin(\theta)\hat{x} - \cos(\theta)\hat{z}); \\ \vec{k}_4 &= k(-\sin(\theta)\hat{x} - \cos(\theta)\hat{z}); \end{aligned} \quad (3.16)$$

donde  $k = 2\pi / \lambda$  es el módulo de estos vectores. Así, reemplazando (3.16) en la ecuación (3.15) se obtiene que el campo que corresponde a cada haz que interfiere, se escribe como:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1(\vec{x}, t) &= \vec{E}_{o,1} \cos[k(y \sin(\theta) - z \cos(\theta)) - \omega t + \varphi_1] \\ \vec{E}_2(\vec{x}, t) &= \vec{E}_{o,2} \cos[k(-y \sin(\theta) - z \cos(\theta)) - \omega t + \varphi_2] \\ \vec{E}_3(\vec{x}, t) &= \vec{E}_{o,3} \cos[k(x \sin(\theta) - z \cos(\theta)) - \omega t + \varphi_3] \\ \vec{E}_4(\vec{x}, t) &= \vec{E}_{o,4} \cos[k(-x \sin(\theta) - z \cos(\theta)) - \omega t + \varphi_4] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Suponiendo entonces que la polarización de la onda plana incidente es lineal, y que el vector de polarización forma un ángulo  $\beta$  con el eje  $x$  de laboratorio, tal como se muestra en la figura 3.28. Para poder expresar la polarización de los haces difractados de una forma sencilla es conveniente describir a este vector, en las coordenadas  $x$  e  $y$  de laboratorio, ya que estas son paralelas o perpendiculares a los surcos de cada red. Por ejemplo, para incidencia normal, la componente de polarización paralela a los surcos de una red dada, se mantendrá inalterada al difractarse, en cambio, la componente perpendicular a los surcos cambiará su dirección manteniéndose perpendicular a la dirección de propagación del haz difractado, tal como se indica en la figura 3.28(b)



**Figura 3.28:** (a) Esquema del interferómetro de cuatro redes. Una onda plana y monocromática, cuya polarización es lineal, incide sobre el interferómetro. El vector de polarización forma un ángulo  $\beta$  con el eje  $x$  de laboratorio. (b) Vistas de los planos ortogonales donde se propagan los haces que interfieren, cuando la incidencia sobre las redes es normal.

El vector amplitud  $\vec{E}_{o,n}$ , correspondiente al haz difractado por la red  $n$ , puede ser descrito en una base definida por dos versores perpendiculares al vector de propagación  $\vec{k}_n$ . Se denominará  $\hat{p}_{n,TE}$ , al versor paralelo a los surcos de la red  $n$ , y

$\hat{p}_{n,TM}$  al versor perpendicular a los mismos. De este modo, la polarización del campo difractado por la red  $n$  será escrita como:

$$\vec{E}_{o,n} = A_{n,TE} \hat{p}_{n,TE} + A_{n,TM} \hat{p}_{n,TM} \quad (3.18)$$

donde  $A_{n,TE}$  y  $A_{n,TM}$  son las amplitudes de cada componente que se relacionan con la onda incidente, para la red  $n$ . Estas se obtienen fácilmente proyectando el vector de polarización incidente en las componentes TE y TM para cada red, de modo que

$$\begin{aligned} A_{1,TE} &= E_o \cos(\beta) = A_{2,TE} \\ A_{1,TM} &= E_o \sin(\beta) = A_{2,TM} \\ A_{3,TE} &= E_o \sin(\beta) = A_{3,TE} \\ A_{4,TM} &= E_o \cos(\beta) = A_{4,TM} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Como se mencionó anteriormente, la componente de polarización paralela a los surcos de la red no cambia su orientación cuando el haz es difractado, con lo cual se tiene que

$$\begin{aligned} \hat{p}_{1,TE} &= \hat{x} \\ \hat{p}_{2,TE} &= \hat{x} \\ \hat{p}_{3,TE} &= \hat{y} \\ \hat{p}_{4,TE} &= \hat{y} \end{aligned} \quad (3.20)$$

Luego las otras componentes de interés pueden calcularse como  $\hat{p}_{n,TM} = \hat{k}_n \times \hat{p}_{n,TE}$ , donde  $\hat{k}_n = \vec{k}_n / k$ , de manera que

$$\begin{aligned} \hat{p}_{1,TM} &= -\cos(\theta) \hat{y} - \sin(\theta) \hat{z} \\ \hat{p}_{2,TM} &= -\cos(\theta) \hat{y} + \sin(\theta) \hat{z} \\ \hat{p}_{3,TM} &= \cos(\theta) \hat{x} + \sin(\theta) \hat{z} \\ \hat{p}_{4,TM} &= \cos(\theta) \hat{x} - \sin(\theta) \hat{z} \end{aligned} \quad (3.21)$$



El campo total viene dado por la suma de todos los campos, esto es

$$\vec{E}_T(\vec{x}, t) = \sum_{n=1}^4 (A_{n,TE} \hat{p}_{n,TE} + A_{n,TM} \hat{p}_{n,TM}) \text{Exp}(i(\vec{k}_n \cdot \vec{x} - \omega t + \varphi_n)) \quad (3.22)$$

La intensidad es proporcional al módulo del campo eléctrico al cuadrado, por lo que, si se tiene en cuenta (3.19), (3.20) y (3.21), se obtiene que

$$I(x, y) \propto E_o^2 \{ 2 - \sin(2\beta)(\cos(k(x' - y') \sin(\theta)) \cos(\theta)^2 - \cos(k(x' + y') \sin(\theta)) \sin(\theta)^2) + \cos(2kx' \sin(\theta))(\cos(\beta)^2 \cos(2\theta) + \sin(\beta)^2) + \cos(2ky' \sin(\theta))(\cos(\theta)^2 + \cos(2\beta) \sin(\theta)^2) + \cos(\frac{\varphi_o}{2})[4 \cos(2\beta) \cos(\theta) \cos(kx' \sin(\theta)) \cos(ky' \sin(\theta))] \} \quad (3.23)$$

en donde además se definió  $\varphi_o = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - \varphi_4$ ,  $x' = x - (\varphi_4 - \varphi_3)/(2k \sin(\theta))$  y  $y' = y - (\varphi_2 - \varphi_1)/(2k \sin(\theta))$ .

Se observa a partir de la expresión (3.23) que el hecho de que la distribución de intensidades no dependa de la coordenada z, implica que esta distribución es la misma en todos los planos paralelos al plano  $x - y$ , en la región donde los haces se superpongan. Además, se puede observar que la dependencia de la intensidad con el desfase relativo  $\varphi_o$  es periódica.

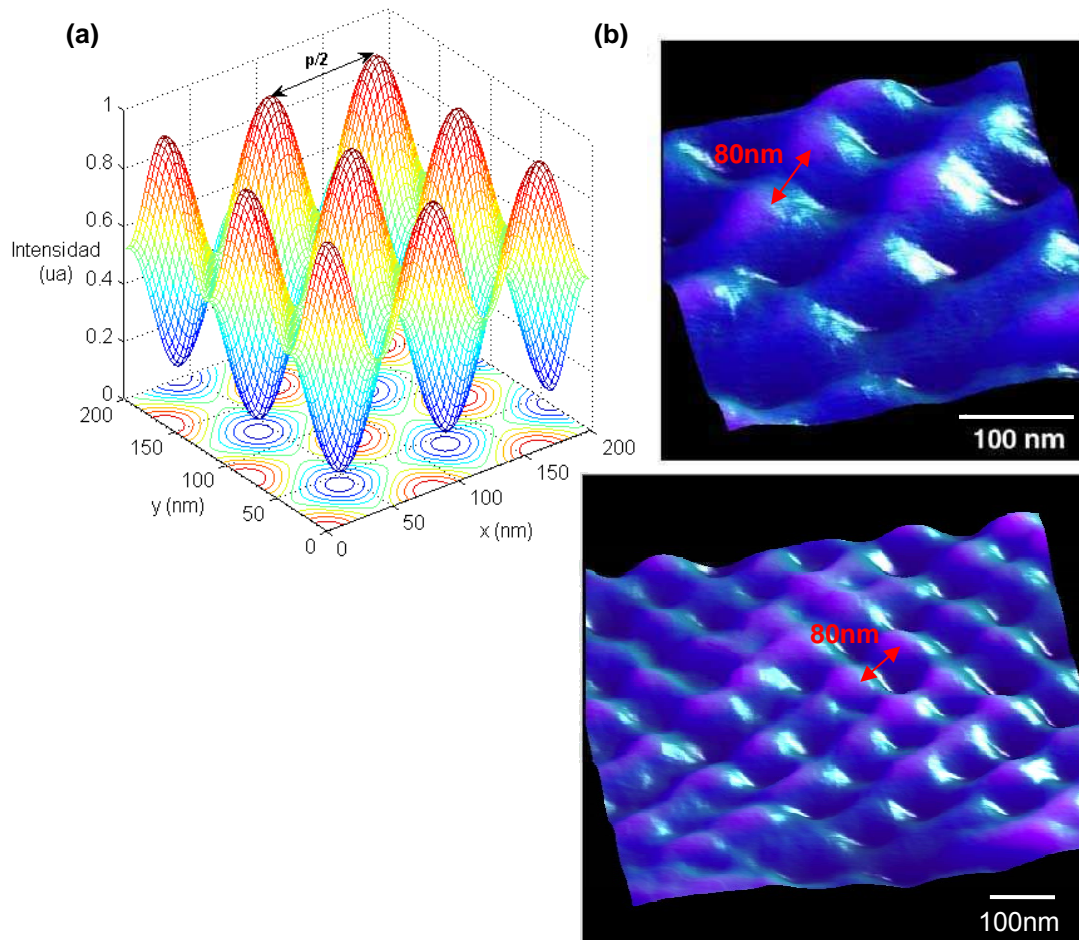
En el caso de que la onda incidente no sea polarizada, la intensidad de la figura de interferencia es el promedio de la intensidad obtenida en (3.23) sobre todas las posibles polarizaciones incidentes, esto es

$$I_{NoPol}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I(x, y, \beta) d\beta \quad (3.24)$$

a partir de esta expresión se obtiene que

$$I_{NoPol}(x, y) = E_o \{2 + \cos^2(\theta)[\cos(\varphi_3 - \varphi_4 + 2kx \sin(\theta)) + \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + 2ky \sin(\theta))]\} \quad (3.25)$$

En la figura 3.29(a), se observa la distribución de intensidades calculada cuando las redes son iluminadas con luz coherente y no polarizada. En la figura 3.29(b), se muestra la imagen tomada con un microscopio de fuerza atómica en modo tapping de una muestra fabricada utilizando como fotorresina al PMMA. Se puede observar, que la figura impresa se encuentra en buen acuerdo con el cálculo.



**Figura 3.29:** (a) Diagrama de interferencia calculado obtenido mediante la iluminación no polarizada. (b) Imagen AFM del diagrama impreso en PMMA utilizando 46.9nm, sobre un área 800x800 nm<sup>2</sup>. El tamaño de los agujeros es 60nm FWHM y 30nm de profundidad

El patrón de interferencia se transfiere a la fotorresina como agujeros en los lugares donde la intensidad es máxima. Los huecos tienen una profundidad de 30nm, limitada por la penetración de radiación de esa longitud de onda en la fotorresina, y un ancho a mitad altura (FWHM) del orden de 60nm. Debido a que la estructura soporte de

las redes hace sombra sobre la muestra, el área cubierta por estas figuras corresponde a las regiones libres del soporte, y por lo tanto fue de unos pocos micrones cuadrados.

La litografía interferométrica, al no utilizar sistemas formadores de imágenes, permite trabajar por debajo del límite de difracción, posibilitando así imprimir detalles con tamaños del orden de la longitud de onda de iluminación. Este hecho hace que la resolución que se obtiene sea mayor que para otros tipos de esquemas, por ejemplo el de proyección. Por otra parte dado que se pueden imprimir las nanoestructuras en un área relativamente grande de forma simultánea, el proceso de fabricación es rápido. A pesar de estas ventajas, existe una limitación en este tipo de proceso y es que sólo es posible generar estructuras periódicas, mientras que las técnicas de proyección y contacto, permiten obtener estructuras de formas arbitrarias, ya que no hay imposiciones sobre la fabricación de la máscara.

## *CAPÍTULO 4*

---

### *INTERFEROMETRÍA POR CORRIMIENTO DE FASE EN EL RANGO EUV*

En este capítulo se describirán los fundamentos teóricos y diseño de un interferómetro por corrimiento de fase, para ser utilizado con iluminación en  $46.9 \text{ nm}$ . La importancia de la implementación de este interferómetro radica en la posibilidad de escalar la resolución de un instrumento con estas características con la disminución en la longitud de onda de iluminación.

La técnica de medición de interferometría por corrimiento de fase será descrita en la sección 4.1. Allí se introduce además el algoritmo de corrimiento de fase utilizado para evaluar la simulación del interferómetro en esta Tesis.

El cálculo del campo electromagnético en el interferómetro se realizará utilizando el modelo de haces gaussianos, que como fué detallado en la sección 2.2, es un modelo conveniente para calcular analíticamente la propagación de un haz en un sistema óptico, y es un modelo más realista que usar un frente de onda con extensión espacial infinita.

Tanto la elección de los elementos que conforman al interferómetro, como del algoritmo y el modelo para describir a los haces, serán justificadas en la sección 4.2.

## 4.1 LA TÉCNICA DEL CORRIMIENTO DE FASE

Un interferómetro puede ser utilizado para medir pequeñas deformaciones del frente de ondas, con una precisión del orden de una fracción de la longitud de onda que se utiliza para iluminar. La precisión de un interferómetro depende de varios factores como ser la calidad óptica de sus componentes, el método de medición y las propiedades de la fuente de iluminación. También depende de factores externos como ser las turbulencias de aire y las vibraciones mecánicas.

Hay varias configuraciones de interferómetros que se utilizan para realizar mediciones de superficies ópticas, en general son sistemas en los que intervienen dos frentes de ondas. La mayor parte de ellos utilizan como fuente de iluminación un láser de He-Ne, cuyas principales ventajas son su gran longitud de coherencia y su estabilidad. La alta longitud de coherencia puede resultar al mismo tiempo una desventaja, desde el punto de vista que es muy fácil obtener figuras de difracción espurias y diagramas de interferencia secundarios. Kafri<sup>[170]</sup> probó que bajo condiciones ideales, una longitud de coherencia corta y un tiempo de medición largo pueden mejorar la precisión de un interferómetro. Sin embargo, ambas características hacen que el mismo sea más sensible a las vibraciones mecánicas.

Los sistemas ópticos de gran calidad son generalmente caracterizados usando interferometría, ya que es la única manera de medir con alta precisión las características de la superficie óptica que se estudia. La introducción de computadoras y equipamiento controlado por ellas en el campo de la interferometría, permitió desarrollar una clase muy poderosa de técnicas de adquisición de datos y métodos de análisis conocidos como interferometría por corrimiento de fase (PSI-phase shifting interferometry). Los avances en tecnología que hicieron posible el desarrollo de la técnica de PSI, fueron las matrices de detectores de estado sólido (CCD Charged Coupled Device) y los microprocesadores, que cada vez son más rápidos.

En general uno de los problemas básicos es la adecuada extracción de la información que está codificada en los interferogramas. A pesar de que las técnicas que utilizan un solo interferograma son muy efectivas en determinados casos, estos métodos encuentran varias limitaciones. Dado que estos procesos se basan en la

localización de los "centros de las franjas", hay un compromiso entre la precisión y el número de puntos en que se desea muestrear la imagen. Además la mayoría de estos métodos operan en condiciones de gran *tilt* entre los haces que interfieren, de modo que es necesario la adición de una frecuencia espacial portadora, para remover ambigüedades en la fase. Cuando se utiliza un sólo interferograma, se necesita información adicional para determinar el signo global o polaridad del frente de ondas (es decir si es cóncavo o convexo).

La interferometría por corrimiento de fase supera varios de los problemas que hay en los métodos de interferograma único. En esta técnica, que fue descrita en primer lugar por Carré en 1966<sup>[171]</sup> y desarrollada en los años 70 por Crane<sup>[172]</sup>, Bruning<sup>[173]</sup> y Wyant<sup>[174]</sup> entre otros, se utiliza el análisis de las figuras de interferencia en el dominio temporal. A medida que se realiza una modulación temporal de la fase (o un salto de fase relativo entre el haz objeto y el haz de referencia en el interferómetro) se adquiere una serie de interferogramas. Usando varios interferogramas, la fase del frente de ondas se puede recuperar en cada punto del dominio espacial independientemente de los puntos vecinos mediante un cálculo matemático sencillo. En este caso no es necesario agregar una frecuencia espacial portadora ni tampoco ubicar el centro de las franjas y además la polaridad del frente de ondas se encuentra sin ambigüedades. Por otra parte la posibilidad de evaluar la fase en cada punto aumenta el potencial para medir estructuras de frecuencia espacial alta.

El empleo de esta técnica tiene varias ventajas frente a los procesos tradicionales de medición de interferogramas. La precisión de este método para obtener la fase del frente de ondas es del orden de 10 a 100 veces más grande que la de digitalización de franjas. Por otra parte, la técnica de corrimiento de fase es rápida y permite obtener un mapa de curvas de nivel de la superficie en pocos segundos.

Hay varias maneras de implementar los corrimientos de fase globales requeridos por esta técnica. Una de las más comunes es la traslación, mediante un piezoeléctrico, de un espejo en uno de los brazos del interferómetro<sup>[175]</sup>; la misma es adecuada por ejemplo cuando se desea usar un interferómetro tipo Twyman-Green. Otro método es cambiar el ángulo de una lámina de placas paralelas<sup>[176]</sup>, situada en una de las ramas del interferómetro. También se puede introducir los desfases mediante la rotación de

láminas retardadoras<sup>[177]</sup> o mediante la traslación de una red de difracción, en forma perpendicular a las líneas de la misma<sup>[176]</sup>. Alternativamente se puede obtener un efecto similar mediante el uso de un modulador acusto óptico<sup>[176]</sup>.

Sea como fuese que se producen los corrimientos de fase, los métodos de análisis para obtener la fase incógnita son los mismos. Usualmente el interferograma se produce mediante la superposición de dos frentes de onda, típicamente uno es un frente de ondas de referencia y el otro es un frente de ondas distorsionado cuya forma se desea medir. La forma general de expresar el patrón de interferencia de dos haces de intensidad  $I_a(\bar{x})$  e  $I_b(\bar{x})$  respectivamente es

$$I(\bar{x}, t) = I_a(\bar{x}) + I_b(\bar{x}) + 2\sqrt{I_a(\bar{x})I_b(\bar{x})} \cos(\phi(\bar{x}) + \delta(t)) \quad (4.1)$$

donde  $\bar{x}$  es la posición de un punto sobre el plano de medición de la figura de interferencia; además en la diferencia de fase entre los haces, se dejó explicitada la dependencia en el tiempo ( $t$ ) y en la coordenada espacial ( $\bar{x}$ ) por separado. La dependencia temporal se debe a los incrementos de fase globales  $\delta(t)$  (que se introducen para implementar el algoritmo), mientras que la dependencia espacial proviene de la distribución de fase que se desea detectar  $\phi(\bar{x})$ . Esto es muy importante, ya que para que la medición sea posible, se desea que durante la misma la variación de fase en el tiempo se deba a los corrimientos de fase globales  $\delta(t)$  mientras se mantienen estáticas el resto de las condiciones del experimento, de manera que la fase  $\phi(\bar{x})$  se mantiene inalterada.

Los cambios de fase  $\delta(t)$  pueden ser introducidos continuamente en el tiempo, o en forma discreta. Cuando los cambios de fase son discretos, la ecuación (4.1), se puede escribir como

$$I_n(\bar{x}) = I_a(\bar{x}) + I_b(\bar{x}) + 2\sqrt{I_a(\bar{x})I_b(\bar{x})} \cos(\phi(\bar{x}) + \delta_n) \quad (4.2)$$

La visibilidad de las franjas o contraste, se puede escribir como

$$\nu(\bar{x}) = \frac{I_{\max}(\bar{x}) - I_{\min}(\bar{x})}{I_{\max}(\bar{x}) + I_{\min}(\bar{x})} = \frac{2\sqrt{I_a(\bar{x})I_b(\bar{x})}}{I_a(\bar{x}) + I_b(\bar{x})} \quad (4.3)$$

donde las intensidades máxima ( $I_{\max}(\bar{x})$ ) y mínima ( $I_{\min}(\bar{x})$ ) se obtienen de reemplazar al término del coseno en la expresión (4.2) por más y menos uno respectivamente. De esta forma se puede expresar (4.2) en términos de la visibilidad, como

$$I_n(\bar{x}) = I_o(\bar{x})\{1 + \nu(\bar{x})\cos(\phi(\bar{x}) + \delta_n)\} \quad (4.4)$$

donde  $I_o(\bar{x}) = I_a(\bar{x}) + I_b(\bar{x})$  es la suma incoherente de las intensidades de cada haz. La distribución de intensidad de la figura de interferencia queda así expresada en función de la intensidad media  $I_o(\bar{x})$ , la modulación de las franjas  $\nu(\bar{x})$  y la diferencia de fase entre los haces que interfieren ( $\phi(\bar{x}) + \delta_n$ ).

El problema consiste entonces en recuperar la fase  $\phi(\bar{x})$  dado un número  $n$  de registros de figuras de interferencia. Existe un gran número de algoritmos que permiten alcanzar las demandas específicas de cada experimento. Como se mencionó anteriormente, cada uno de estos métodos utiliza la modulación de fase en el dominio temporal para introducir un defasaje entre el haz de referencia y el haz que proviene del objeto a caracterizar, mientras que el resto de las condiciones experimentales se mantienen estables.

En principio, la solución analítica de (4.4), requiere incluir tres o más interferogramas en el análisis, dado que para cada punto del espacio  $\bar{x}$  hay tres incógnitas (fase, modulación e intensidad media). En la mayoría de los casos existen numerosas formas de extraer la solución, dependiendo del número de figuras de interferencia que se utilicen. Se ha hecho mucho desarrollo en investigación para encontrar el método óptimo en una gran variedad de condiciones experimentales.

Dentro de los métodos más simples, están los que involucran cambios en la fase conocidos previamente a la recuperación de la fase. Pequeños refinamientos en el análisis puede mejorar la capacidad de estas técnicas para superar algunas limitaciones



experimentales, especialmente errores en la calibración de los saltos de fase. Sin embargo, estos métodos son inadecuados cuando hay errores grandes o impredecibles en la calibración. Los errores en la calibración de los corrimientos de fase y los errores en no linealidades del detector están ampliamente discutidos en el libro de Creath<sup>[178]</sup>.

El método utilizado en esta Tesis es el de cuatro pasos, desarrollado por Wyant<sup>[175]</sup>, y utilizado posteriormente en varias configuraciones de interferómetros<sup>[179]</sup>.

En este caso los saltos de fase  $\delta_n$  toman valores  $0, \frac{\pi}{2}, \pi$  y  $\frac{3\pi}{2}$ , de modo que las cuatro intensidades correspondientes, obtenidas reemplazando estos valores en (4.4), son

$$\begin{aligned}
 I_1(\bar{x}) &= I_o(\bar{x})\{1 + \nu(\bar{x}) \cos(\phi(\bar{x}))\} \\
 I_2(\bar{x}) &= I_o(\bar{x})\{1 + \nu(\bar{x}) \cos(\phi(\bar{x}) + \frac{\pi}{2})\} = I_o(\bar{x})\{1 - \nu(\bar{x}) \sin(\phi(\bar{x}))\} \\
 I_3(\bar{x}) &= I_o(\bar{x})\{1 + \nu(\bar{x}) \cos(\phi(\bar{x}) + \pi)\} = I_o(\bar{x})\{1 - \nu(\bar{x}) \cos(\phi(\bar{x}))\} \\
 I_4(\bar{x}) &= I_o(\bar{x})\{1 + \nu(\bar{x}) \cos(\phi(\bar{x}) + \frac{3\pi}{2})\} = I_o(\bar{x})\{1 + \nu(\bar{x}) \sin(\phi(\bar{x}))\}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Realizando algo de álgebra a partir de las distribuciones de intensidad que se muestran en las ecuaciones (4.5), se obtiene la distribución espacial de fase en módulo

$2\pi$

$$\phi(\bar{x}) = \tan^{-1} \left[ \frac{I_4(\bar{x}) - I_2(\bar{x})}{I_1(\bar{x}) - I_3(\bar{x})} \right] \tag{4.6}$$

y la modulación de las franjas

$$\gamma(\bar{x}) = \frac{\sqrt{[I_4(\bar{x}) - I_2(\bar{x})]^2 + [I_1(\bar{x}) - I_3(\bar{x})]^2}}{2I_o(\bar{x})} \tag{4.7}$$

Esta última expresión puede ser utilizada para evaluar si un dato determinado va a dar una medición precisa de fase o si debe ser descartado.

Los procesos que pueden dar a lugar a una reducción de la modulación de intensidad pueden ser la integración de la señal mientras se cambia el defasaje, el tamaño finito de los elementos del detector (píxeles), señales espurias incidentes en el detector, etc. Como se mencionó anteriormente, el tipo de error en la medición más tratado en la literatura es el de la calibración de los saltos de fase, introducidos por la imprecisión de las componentes mecánicas (unidades de traslación), no linealidades (piezoeléctricos) o el ruido estadístico. La mayoría de los algoritmos, se diseñan para compensar y para reducir la sensibilidad a estos errores.

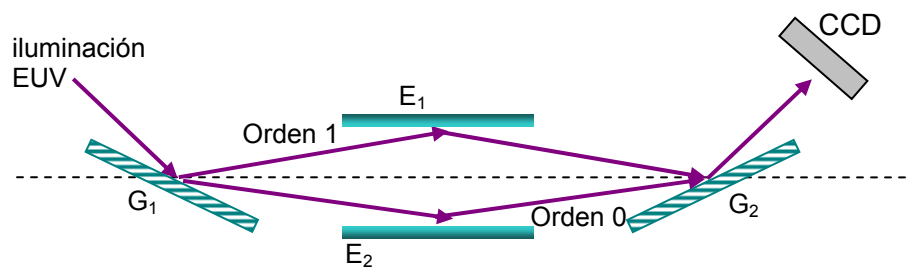
Como se verá más adelante, en el caso aquí analizado, la mayor fuente de error viene dada porque los sucesivos interferogramas son registrados a partir de distintos disparos del láser. Los problemas de estabilidad en la puntería del haz darán lugar a la introducción de fases espurias.

## **4.2 ELECCIÓN DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL. DESCRIPCIÓN DEL MISMO**

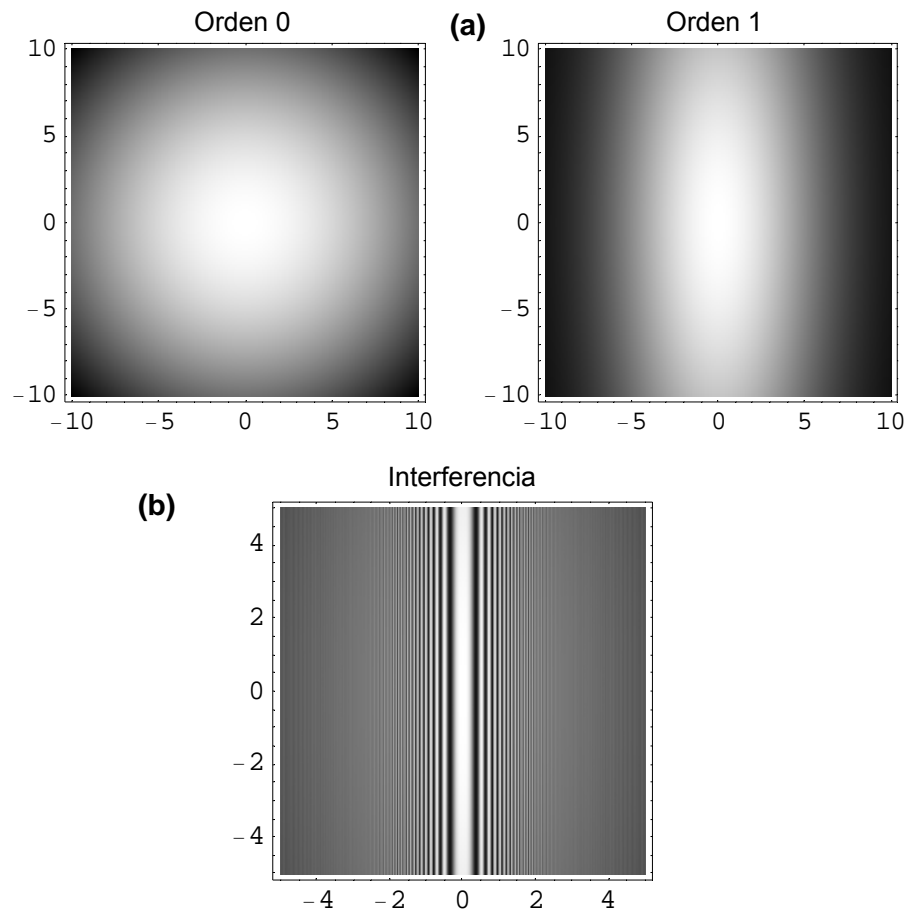
En el régimen EUV, los elementos ópticos que se utilizan son distintos a los empleados en el rango visible. En particular, dado que la radiación a  $46.9 \text{ nm}$  se atenúa rápidamente al atravesar un medio material de los utilizados usualmente en óptica convencional, hay que reemplazar la óptica del interferómetro por óptica difractiva y reflectiva. Es por esto que los divisores de haz deben sustituirse por redes de difracción y los espejos deben ser multicapas o utilizarse en incidencia rasante.

Ahora bien, cuando se desea implementar una técnica de interferometría por corrimiento de fase para medir una muestra con alta precisión (del orden de una fracción de la longitud de onda), se busca que los frentes de onda de los haces que interfieren sean lo más parecidos posible. Dado que la interferometría es una técnica sustractiva comparativa, se desea que la diferencia de fase sea únicamente la fase que se quiere medir, y no que tenga una fase espuria debido a la geometría del interferómetro. Desde ese punto de vista, si bien el interferómetro de difracción de punto desarrollado por Medeki *et al*<sup>[8]</sup> es apropiado para trabajar en el EUV por los elementos que lo conforman, el mismo introduce errores debido a su arquitectura, que deben ser compensados para aumentar la precisión de la medición. Otro diseño alternativo es el

propuesto por J. Chilla *et al*<sup>[180]</sup>, el cual fue posteriormente utilizado para el estudio de densidad electrónica en descargas de plasmas<sup>[19,103]</sup>. Un esquema de este interferómetro puede observarse en la figura 4.1. El mismo está compuesto por dos redes de difracción por reflexión, que actúan como separador de haz y dos espejos en incidencia rasante. La primera red separa al haz incidente en los órdenes 1 y 0. Estos haces son desviados por espejos, de manera que inciden sobre la segunda red en un ángulo igual al que salen de la primera. La segunda red recombina los órdenes para formar la figura de interferencia en el detector. Simulaciones realizadas al momento de evaluar el tipo de interferómetro a utilizar, mostraron que en el interferómetro de Chilla *et al*, la dispersión angular de la red produce astigmatismo en el orden 1, haciendo que los frentes de onda de los haces que interfieren sean distintos. Por ejemplo, en la figura 4.2, se observa la distribución de intensidades para cada rama en el interferómetro y la distribución de intensidades del patrón de interferencia, para un ángulo de incidencia de  $86^\circ$  y una frecuencia de las redes de  $600\text{ l/mm}$ . Se observó durante las simulaciones que el interferómetro es extremadamente sensible a los cambios de ángulo de incidencia (y por lo tanto a las fluctuaciones en puntería del láser). Esto se debe a la gran variación de fase que existe entre los dos frentes de ondas (los correspondientes a las dos ramas) debido a como se deforma uno con respecto al otro.



**Figura 4.1:** Esquema del interferómetro que utiliza redes  $G_1$  y  $G_2$  de reflexión como separadores de haz. Los espejos  $E_1$  y  $E_2$  dirigen los haces para que incidan con el ángulo correcto en la red  $G_2$ <sup>[180,19,103]</sup>



**Figura 4.2:** (a) Distribución de intensidades para los ordenes 0 y 1 del interferómetro de la figura 4.1. También se muestra la distribución de intensidad de la figura de interferencia (b), en donde se observa claramente que la diferencia de fase se corresponde a frentes de ondas de distinta curvatura

Para solucionar estos problemas, en esta Tesis se eligió un interferómetro en el cuál la trayectoria de los haces es completamente simétrica. El mismo se esquematiza en la figura 4.3 y es equivalente a un interferómetro de Mach-Zhender. En este interferómetro, uno de los espejos tiene una superficie bien pulida y forma el haz de referencia mientras que el otro es la superficie que se desea estudiar.

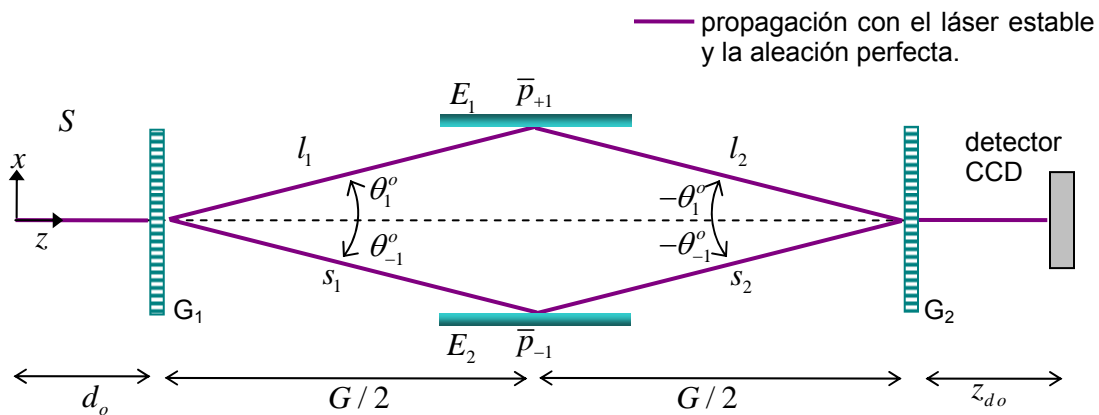
Para realizar la descripción del interferómetro se necesita definir un sistema de coordenadas al cual se va a referir la propagación de los haces. Este sistema será llamado sistema de laboratorio ( $S$ ). El sistema  $S$ , es una terna directa donde la coordenada  $\hat{z}$  es perpendicular a las redes de difracción y positiva en el sentido hacia donde avanza la luz, la coordenada  $\hat{x}$  es perpendicular a las líneas de la red tal como se muestra en la figura. El origen de coordenadas será tomado a la salida del láser, en

la cintura del haz, y los ángulos serán medidos positivos en sentido anti-horario desde el eje  $z$ .

En primer lugar, se considera el caso idealizado en que el interferómetro se encuentra alineado perfectamente y el láser es estable en puntería. Esta situación es la representada en la figura 4.3. Esto significa que el ángulo con que el haz sale del capilar es  $\gamma = 0$ , y que se propaga en el eje  $z$ , que coincide con el eje de simetría del capilar (es decir centrado en el plano  $xy$ , siendo las coordenadas del centro del haz  $\{x_o = 0, y_o = 0\}$ ). En esta situación el haz incide normalmente sobre la red  $G_1$ , que está ubicada a una distancia  $d_o$  del origen de coordenadas. El frente de ondas se divide al pasar por la red, que cumple la función de divisor de haz en este montaje. Los órdenes de la red que se utilizan son el 1 y el -1, que definen dos ramas, mientras que el orden 0 y los superiores son bloqueados. Los ángulos con que salen el orden 1 ( $\theta_1^o$ ) y -1 ( $\theta_{-1}^o$ ) de la red son simétricos respecto al eje  $\hat{z}$  y quedan definidos por la ecuación de la red

$$\sin(\theta_{\pm 1}^o) = \pm \frac{\lambda}{p} \quad (4.8)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda del láser y  $p$  es el período de la red.



**Figura 4.3:** Esquema del interferómetro y trazado de haces cuando la alineación es perfecta y no hay fluctuaciones en la puntería. Las redes  $G_1$  y  $G_2$  se utilizan como divisores de haz. Los espejos  $E_1$  y  $E_2$  dirigen los haces para que incidan con el ángulo correcto en la red  $G_2$ .

Los haces se propagan hasta que se encuentran con espejos, que están ubicados en la mitad del camino que une a las dos redes, definiendo un punto de contacto con los espejos para cada rama dado por

$$\bar{p}_{\pm 1} = (x_{p,\pm 1}, z_{p,\pm 1}) = \left( \frac{G}{2} \tan(\theta_{\pm 1}^o), \frac{G}{2} + d_o \right) \quad (4.9)$$

siendo  $G$  la distancia entre las redes  $G_1$  y  $G_2$ . La función de los dos espejos es redirigir a los haces de manera que el ángulo de incidencia en  $G_2$  sea menos el ángulo con que emergen de  $G_1$ . De esta manera, si el orden 1 se difracta en  $G_1$  con un ángulo  $\theta_{+1}^o$ , incide en  $G_2$  con un ángulo  $-\theta_{+1}^o$ . Luego, el orden  $-1$  difractado en  $G_2$ , emerge del interferómetro con ángulo cero. De la misma manera, el orden  $-1$  de la red  $G_1$ , cuyo ángulo de difracción es  $\theta_{-1}^o$ , produce un haz que emerge con ángulo cero del interferómetro, que corresponde al orden 1 difractado en  $G_2$  cuando el ángulo de incidencia es  $-\theta_{-1}^o$ . De este modo, los haces que emergen con ángulo cero, se recombinan, al igual que ocurriría en un interferómetro de Mach-Zhender. El detector se ubica a una distancia  $z_{do}$  de la segunda red tal como se muestra en la figura 4.3

Se debe considerar que este es un esquema simplificado del interferómetro ya que en el mismo no está considerado ni el sistema expansor-colimador del haz láser ni el sistema formador de imágenes que enfoca la muestra (usualmente ubicada en la posición de uno de los espejos) sobre el detector. Un análisis detallado de los efectos introducidos por estos elementos se presenta en la sección 4.4.

En este dispositivo la forma de introducir los cambios de fase, necesarios para aplicar la técnica PSI, son o bien mover uno de los espejos o bien trasladar transversalmente una red de difracción. Esta última opción fue la elegida dado que permite mover un elemento en el interferómetro manteniendo la distancia del resto de los componentes fija, y además es más estable en la alineación del dispositivo. Si bien la arquitectura aquí propuesta provee haces totalmente simétricos sobre el plano de registro de las franjas, lo cual es muy deseable desde el punto de vista interferométrico,

uno de los inconvenientes que presenta es que la eficiencia de una red de transmisión es más baja que la de una red de reflexión en incidencia rasante. Además, la red de reflexión es más robusta y tiene mayor área iluminada.

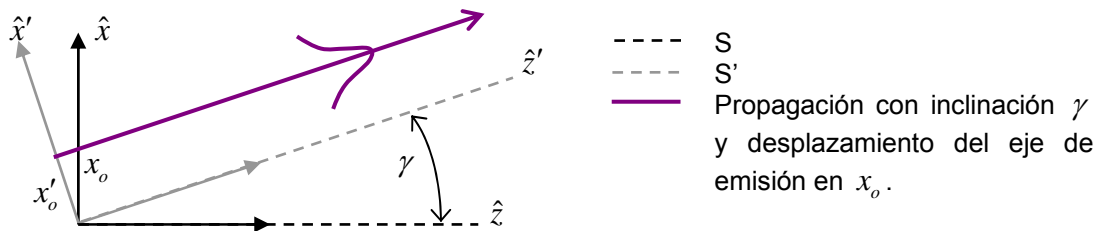
Otro punto que debe considerarse a la hora de estudiar la implementación de la técnica PSI en este interferómetro son las características de la fuente de iluminación empleada. El láser que se consideró en el diseño emite pulsos de  $\sim 1ns$  a una frecuencia máxima de 4Hz. De este modo, cada interferograma se adquirirá con un pulso distinto, en consecuencia la clase de algoritmos más adecuada para recuperar la fase incógnita es aquella que introduce saltos discretos en la fase global de referencia (un salto de fase por cada pulso). Como se explicó en la sección 4.1, la recuperación de fase requiere por lo menos de tres interferogramas, siendo menor el error en la evaluación del frente de ondas cuanto mayor es el número de interferogramas. En el capítulo 2 se mencionó que la refracción dentro del capilar del láser puede producir un desvío del haz alejándolo del eje del mismo. Resulta así que si bien los algoritmos mejoran su performance a medida que aumenta el número de interferogramas, el hecho de tener un haz incidente fluctuante hace que al agregar un interferograma también se introduzca una fuente de error. Se decidió así establecer un compromiso entre ambas situaciones y se eligió utilizar el algoritmo de cuatro pasos.

### **4.3 PROPAGACIÓN DE LOS HACES DE LUZ EN EL INTERFERÓMETRO**

En esta sección se analizará en detalle la propagación de los haces de luz dentro del interferómetro. Para ello se propone un modelo de haz gaussiano (la justificación de esta elección se expuso en la sección 2.2) y se verá como los distintos elementos que conforman el interferómetro influyen sobre la trayectoria del mismo.

Considerando el caso más general en donde el láser no emita de forma estable, el ángulo de incidencia ( $\gamma$ ) del haz en la red  $G_1$  y el desplazamiento del eje de emisión  $(x_o, y_o)$  asociados a distintos pulsos, realizarán pequeñas variaciones alrededor de los valores nulos de esos parámetros, que corresponden al caso de puntería estable descrito anteriormente.

Los haces gaussianos están definidos en un sistema de coordenadas propio  $S'$  en el que la dirección de propagación es paralela al eje  $z'$  (figura 4.4), o sus apartamientos son pequeños como para estar dentro de la aproximación paraxial. En  $S'$  se puede describir entonces un haz de perfil gaussiano sólo con conocer cual es el centro de esta función y el parámetro confocal tal como se describió en la sección 2.2. Suponiendo que el origen de coordenadas del sistema de laboratorio coincide con la salida del láser, un haz que parte del mismo a una distancia  $x_o$  del origen de coordenadas y con inclinación  $\gamma$  respecto al eje  $z$  del sistema  $S$ , tal como se muestra en la figura 4.4, será representado por un haz gaussiano que se propaga en la dirección de  $z'$  en el sistema  $S'$ , partiendo desde  $x'_o = x_o \cos(\gamma)$  y  $z'_o = x_o \sin(\gamma)$  con respecto al origen de coordenadas de  $S'$ . Es importante destacar que la traslación en el eje  $y$ , y las variaciones angulares en esa dirección, no serán consideradas debido a que, dada la simetría del interferómetro, este resulta ser menos sensible a las fluctuaciones en esta dirección



**Figura 4.4:** Sistemas coordenados utilizados para describir el modelo gaussiano

Mediante la propagación del haz en cada sistema de coordenadas se puede obtener información complementaria. La propagación del haz en el interferómetro en el sistema  $S'$ , permitirá conocer la distribución de amplitud y fase del haz al atravesar el interferómetro. Sin embargo es más conveniente calcular la longitud de propagación de cada haz en cada tramo del interferómetro utilizando el sistema  $S$ . Es necesario tener en cuenta que a la hora de calcular el diagrama de interferencia se debe considerar un sistema de referencia común para ambos haces. El interferómetro está compuesto por dos ramas a través de las cuales se propagarán los haces gaussianos. Cada rama posee un sistema de referencia propio que a la vez va cambiando a medida que el haz se propaga por el interferómetro, dado que hay difracción en las redes y reflexiones en los espejos, por lo tanto es necesario conocer la orientación de cada uno de ellos con



respecto al sistema de laboratorio para que en el momento de calcular el patrón de interferencia, los dos haces estén en el mismo sistema de referencia. Entonces, se necesita conocer como se relacionan las coordenadas del sistema  $S'$  de cada rama respecto a las del sistema  $S$ , ya que estas últimas son las comunes a las dos ramas.

Para indicar que el cálculo en cada tramo del interferómetro se realiza en sistemas de referencias distintos, se nombrará al sistema propio del haz gaussiano en cada tramo del recorrido con un número arábigo distinto. Entonces,  $S'_1$  es el sistema propio del haz gaussiano entre la cintura del haz y la primer red  $G_1$ ,  $S'_2$  es el sistema propio del haz gaussiano entre la primer red y el espejo,  $S'_3$  corresponde al tramo entre el espejo y la segunda red  $G_2$  y  $S'_4$  corresponde al tramo entre la segunda red  $G_2$  y el detector.

Es conveniente comenzar por el análisis de la función que representa al haz gaussiano incidente:

$$A(x'_1, y'_1, z'_1, \omega) = \frac{iz_r A_o}{q(z'_1 - z'_o)} \exp\left(-ik_o \frac{((x'_1 - x'_o)^2 + (y'_1 - y'_o)^2)}{2q(z'_1 - z'_o)}\right) S_R(\omega) \quad (4.10)$$

donde las coordenadas primadas y con subíndice 1 indican que el sistema de coordenadas al que pertenecen es  $S'_1$ . El módulo del vector de onda central es

$k_o = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega_o / c$ , con  $\lambda$  la longitud de onda central del espectro del láser,

$q(z'_1) = z'_1 - z'_o + iz_r$  es el radio complejo de curvatura, que se introduce para producir un

frente de ondas esférico de tamaño finito;  $z_r = \frac{\pi\sigma^2}{\lambda}$  es el parámetro de Rayleigh o

confocal y  $\sigma$  la cintura del haz. La cintura es el ancho a mitad de altura del haz donde el frente de ondas es plano y el parámetro confocal es una medida de la longitud en la que el haz se mantiene colimado. Todos estos parámetros fueron descriptos con mayor detalle en la sección 2.2. Notar que en (4.10), se mide  $z'_1$  desde  $z'_1 = z'_o$ , sin embargo, dado que esto representa el mismo camino óptico para todo el sistema, se puede hacer

una traslación para medir  $z'_1$  desde  $z'_1 = 0$ , y de este modo reducir el número de constantes del modelo. Recordar además, que en el capítulo 2 también se expresó a (4.10) como

$$A(x'_1, y'_1, z'_1, \omega) = A_o \frac{S_R(\omega)\sigma}{\omega(z'_1)} \times \exp\left(-\frac{((x'_1 - x'_o)^2 + (y'_1 - y'_o)^2)}{\omega(z'_1)^2} - ik_o \frac{((x'_1 - x'_o)^2 + (y'_1 - y'_o)^2)}{2R(z'_1)} + i\psi(z'_1)\right) \quad (4.11)$$

donde ya se utilizó que  $z'_1$  se mide desde  $z'_1 = 0$ . Esta expresión será de utilidad en las siguientes secciones.

La amplitud inicial del láser  $A_o$  se relaciona con la potencia total  $P_o$ , ya que es una cantidad que se puede medir, según:

$$\frac{c\epsilon_o}{2} |A_o|^2 \frac{\pi\sigma_o^2}{2} = \Delta\tau \cdot P_o \quad (4.12)$$

Aquí  $\Delta\tau$  es el ancho del pulso

La función  $S_R(\omega)$  es el contenido espectral del haz. Dado que el láser tiene un ensanchamiento de línea que está dado por el efecto Doppler, la densidad de potencia espectral del láser se puede representar por una función normalizada gaussiana de la frecuencia.

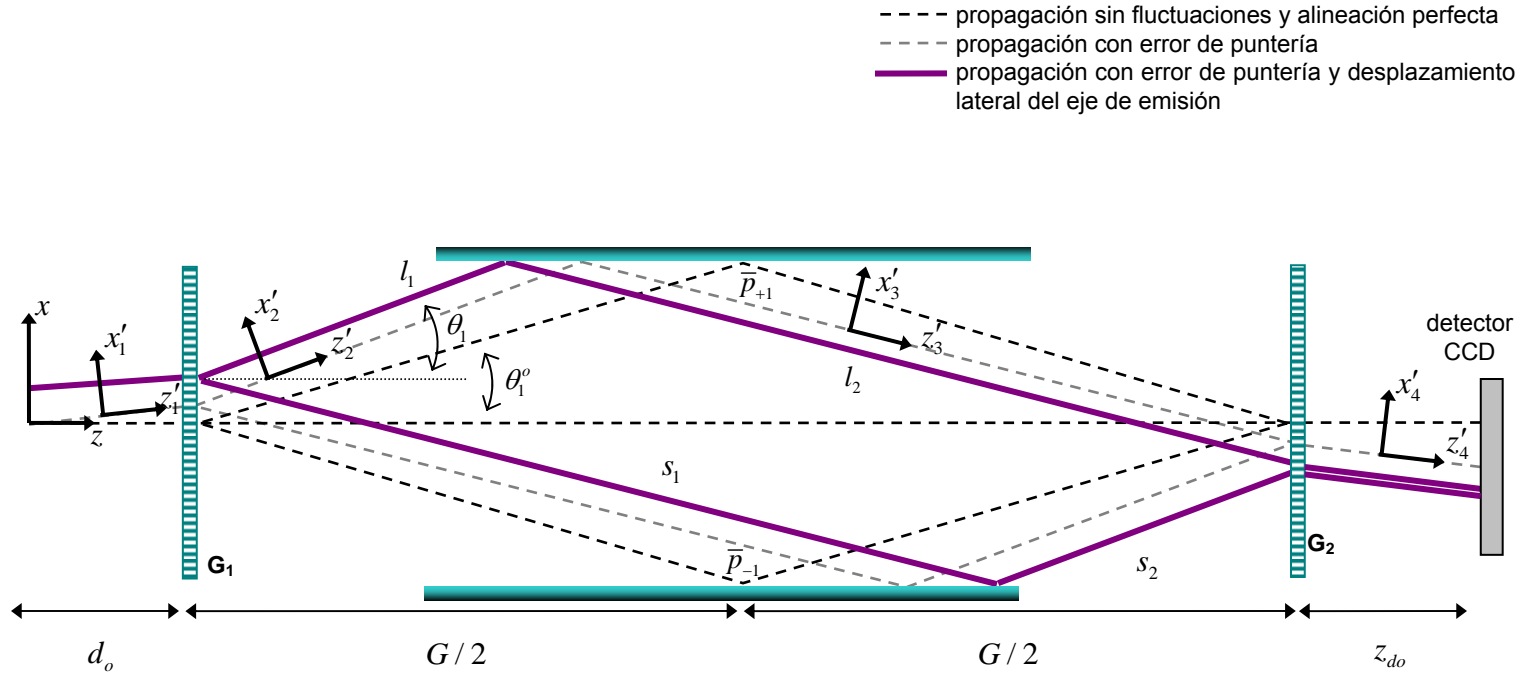
$$S_R(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\omega} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_o)^2}{2\sigma_\omega^2}\right) \quad (4.13)$$

donde  $\sigma_\omega$  es el ancho a mitad de altura del espectro y  $\omega_o$  la frecuencia central. Además el contenido espectral define la coherencia temporal del haz, de modo que conocido  $S_R(\omega)$ , puede conocerse cual es el aporte de cada frecuencia contenida en el espectro

al interferograma, y luego como afecta la coherencia temporal a la medición. Para esto se debe suponer que el haz incidente está compuesto por una suma de haces gaussianos como los de (4.10) donde ahora  $S_R(\omega)$  representa el peso para cada frecuencia. Sin embargo, como se vio en el capítulo 2, este láser posee un ancho de banda muy angosto ( $\Delta\lambda / \lambda \leq 10^{-4}$ ) por lo que en principio se trabajará con la frecuencia central del espectro. A pesar de esto, se considerarán las distintas frecuencias para escribir la forma completa del modelo.

Una vez que se cuenta con la expresión que describe al haz que incide en el interferómetro, es posible analizar el caso general en el que la dirección de incidencia viene caracterizada por el conjunto  $\{\gamma, x_o, y_o\}$ , el que será llamado conjunto de los parámetros de emisión. Tal como fue explicado en la sección 4.1, se va a utilizar un algoritmo de cuatro pasos para recuperar la fase incógnita a través de la técnica PSI. Cada uno de los interferogramas va a obtenerse con un pulso del láser diferente, y por lo tanto con un conjunto de parámetros distinto, es de interés conocer como afecta el conjunto total de 12 parámetros a la reconstrucción de la fase. Para ello es necesario saber con exactitud cómo varían los caminos ópticos a partir de la fluctuación de estos parámetros. En la figura 4.5 se representa esquemáticamente la variación de distintos recorridos posibles de los haces para diferentes parámetros de emisión. Para que este esquema sea más claro, se grafican los recorridos para parámetros de valores mucho mas grandes que los esperados.

Para el cálculo de la distribución de intensidades a la salida del interferómetro, es necesario determinar en primer lugar como actúan las redes y los espejos sobre el láser en el formalismo de haces gaussianos, lo que será desarrollado en las dos secciones siguientes. Luego, en el inciso 4.3.3, se analizará la propagación libre de los haces entre los distintos elementos para lo cual se utilizará la integral de Kirchhoff en la aproximación de Fresnel. El cálculo de las distancias existentes entre los diferentes elementos, así como la vinculación entre los distintos sistemas de referencia se plantearán en el inciso 4.3.4.



**Figura 4.5:** Trazado de haces diferenciando los posibles problemas de estabilidad del láser

### 4.3.1 ANÁLISIS DE LA DIFRACCIÓN EN LAS REDES

La función de las redes de difracción en este interferómetro es separar o recombinar los frentes de ondas tal como lo haría un separador de haz en un interferómetro de Mach-Zehnder. Sin embargo, la red de difracción es un elemento dispersor, y como tal producirá dispersión angular y dispersión de velocidad de grupo en el haz. Básicamente, el ángulo con que el haz se difracta depende no sólo del ángulo incidente sino también de la longitud de onda de la luz incidente. Así, un haz de frecuencia  $\omega_o$  que incide con ángulo  $\gamma_o$ , se difracta un ángulo  $\theta_o$ . Si el haz no es perfectamente monocromático, cada longitud de onda contenida en el espectro se difracta con un ángulo diferente, produciendo dispersión angular. Entonces, se puede escribir la dispersión angular  $\Delta\theta = (\theta - \theta_o)$  adquirida al pasar por la red, como el desarrollo de Taylor alrededor del ángulo de incidencia central ( $\gamma = \gamma_o$ ) y la frecuencia central del espectro  $\omega = \omega_o$

$$\Delta\theta = \alpha\Delta\gamma + \beta\Delta\omega \quad (4.14)$$

La expansión a primer orden implica tener un haz con divergencia  $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_o$  y ancho de banda  $\Delta\omega = \omega - \omega_o$  muy chicos.

En el caso de las redes de difracción, los coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$  se calculan diferenciando la ecuación de la red. Esto es, un haz de frecuencia  $\omega$  en el intervalo  $\omega_o \pm \Delta\omega$ , que incide sobre la red de período  $p$  con un ángulo  $\gamma$  en el intervalo  $\gamma_o \pm \Delta\gamma$ , se difracta en diferentes órdenes según la ecuación de la red

$$\sin(\theta_n(\gamma)) - \sin(\gamma) = \frac{n2\pi c}{\omega p} \quad (4.15)$$

donde se utilizó la relación de dispersión  $\omega\lambda = c2\pi$ . Diferenciando la ecuación (4.15) a primer orden e igualando los coeficientes a los de la ecuación (4.14) se obtiene

$$\alpha(n, \gamma_o) = \left. \frac{\partial \theta}{\partial \gamma} \right|_{\substack{\omega=\omega_o \\ \gamma=\gamma_o}} = \frac{\cos(\gamma_o)}{\cos(\theta_n(\gamma_o))}$$

$$\beta(n, \gamma_o) = \left. \frac{\partial \theta}{\partial \omega} \right|_{\substack{\omega=\omega_o \\ \gamma=\gamma_o}} = \frac{n2\pi c}{\omega_o^2 p \cos(\theta_n(\gamma_o))}$$
(4.16)

El modelo para el cálculo de transmisión de haces de tamaño finito por elementos dispersores, tal como es en este caso, fue desarrollado por Martínez<sup>[181]</sup>. Este formalismo será utilizado para conocer como se transmite un haz gaussiano a través de las redes del interferómetro.

Se desea calcular cuál es la amplitud del campo eléctrico a la salida de la red de manera consistente con la aproximación realizada en la ecuación (4.14). Para esto se supone que el haz incidente es un haz de extensión espacial finita, que está compuesto por una suma de ondas planas de distintos vectores de onda y frecuencias. La distribución espacial de cada componente espectral del campo eléctrico que incide sobre la red, en un plano normal a la dirección de propagación (o sea, a un valor de  $z$  constante) será representada por la función  $a(x', y', \omega)$ , donde las coordenadas primadas, son las correspondientes al sistema propio del haz incidente  $S'$ . Si además se considera que las líneas de la red están orientadas según la dirección  $y$  del sistema de laboratorio  $S$ , se puede suponer que la dispersión angular producida por la red se da solamente en el plano  $xz$ , de modo que en la coordenada  $y$  se realiza una propagación libre, y por lo tanto, no es necesario tenerla en cuenta hasta llegar al resultado final.

Si la distribución de amplitud para cada componente espectral está dada por  $a(x', \omega)$ , ésta se relaciona con su transformada de Fourier espacial  $A(\xi, \omega)$  mediante

$$A(\xi, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a(x', \omega) \exp(2\pi i \xi x') dx' \quad (4.17)$$

Como fue dicho anteriormente, esta descomposición corresponde a describir el haz incidente como una superposición de ondas planas propagándose con diferentes

ángulos, donde  $A(\xi, \omega)$  es la amplitud de una onda plana con corrimiento en frecuencia temporal  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  propagándose en un ángulo que da lugar a la frecuencia espacial  $\xi$ . Se debe recordar que  $a(x', \omega)$  es la amplitud en un plano transversal al eje de propagación y por lo tanto a  $z'$  constante, de modo que se omite el factor  $\exp(2\pi i k z')$ .

En el caso de que  $a(x', \omega)$  sea una onda plana

$$a(x', \omega) = \exp(i2\pi\xi_0 x') \quad (4.18)$$

su transformada resulta la delta de Dirac  $\delta(\xi - \xi_0)$ . Una onda plana sin corrimiento en frecuencia ( $\Delta\omega = 0$ ) propagándose con un ángulo  $\Delta\gamma$  respecto del ángulo de incidencia original, tendrá una fase  $\frac{2\pi}{\lambda}[\sin(\Delta\gamma)x' + \cos(\Delta\gamma)z']$  y por lo tanto, para un valor de  $z'$  constante, se obtendrá una expresión para la amplitud equivalente a (4.18) cuando

$$\Delta\gamma \cong \sin(\Delta\gamma) = \xi_0 \lambda \quad (4.19)$$

donde se realiza la aproximación de ángulos pequeños. Esta ecuación provee una relación entre la frecuencia espacial  $\xi_0$  y la divergencia del haz  $\Delta\gamma$ .

Un haz de amplitud  $A(\xi_0, \omega)$  que incide sobre la red con una desviación angular  $\Delta\gamma$ , y perfectamente monocromático ( $\Delta\omega = 0$ ), será difractado por la red (u otro elemento dispersor como ser un prisma) en un ángulo  $\alpha\Delta\gamma$  con respecto a  $\theta_0$ , ya que, según la ecuación (4.14)

$$\Delta\theta = \alpha \Delta\gamma \quad (4.20)$$

Además, según la ecuación (4.19), esto se corresponde con un incremento en  $\alpha$  de la frecuencia espacial  $\xi_0$  y por lo tanto la amplitud transmitida  $A_T(\xi, \omega)$  en una

determinada frecuencia espacial  $\xi$  debe ser proporcional a la amplitud incidente en la frecuencia espacial  $\xi/\alpha$ . Esto matemáticamente se expresa de la siguiente manera: Según las ecuaciones (4.19) y (4.20)

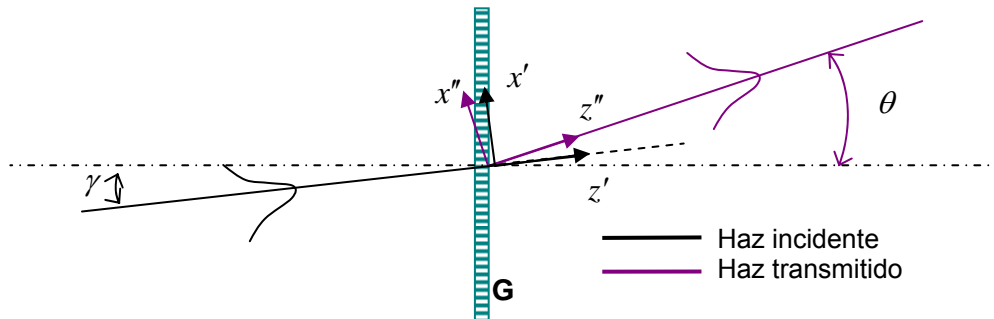
$$\Delta\theta = \alpha\Delta\gamma \cong \alpha\xi_o\lambda = \xi\lambda \Rightarrow \xi_o = \frac{\xi}{\alpha} \quad (4.21)$$

Como consecuencia, la relación entre la amplitud incidente y transmitida será

$$A_T(\xi, \omega) = B A(\xi/\alpha, \omega) \quad (4.22)$$

donde  $B$  es una constante que está incluida para satisfacer la conservación de energía. Factores como el coeficiente de reflexión o atenuación están incluidos en esta constante.

Para calcular la amplitud del haz transmitido  $a_T(x'', \omega)$  en coordenadas espaciales, se debe realizar la transformada de Fourier inversa de  $A_T(\xi, \omega)$ . Aquí, la coordenada  $x''$  es normal a la dirección de propagación del haz transmitido y, por lo tanto, no coincide con la coordenada  $x'$  del haz incidente como lo indica la figura 4.6.



**Figura 4.6:** Cambio en de sistema de coordenadas del haz gaussiano al atravesar la red

El efecto de la rotación de los sistemas de coordenadas se incluye agregando un factor de fase dependiente de la frecuencia  $k_o\beta\Delta\omega x'_2$ , que define un factor de rotación de las distintas componentes espectrales con respecto a la frecuencia central, como se muestra en las ecuaciones siguientes.



$$a_T(x'', \omega) = \exp(ik_o \beta \Delta \omega x'') F^{-1} \{A_T(\xi, \omega)\} = B \exp(ik_o \beta \Delta \omega x'') F^{-1} \{A(\xi / \alpha, \omega)\} \quad (4.23)$$

donde  $F^{-1}$  es la transformada de Fourier inversa. Luego, utilizando propiedades de la transformada de Fourier, se obtiene

$$a_T(x'', \omega) = B \exp(ik_o \beta \Delta \omega x'') a(\alpha x'', \omega) \quad (4.24)$$

La ecuación (4.24) representa la función de transferencia para un objeto dispersor, en el cual, la dispersión angular del haz transmitido se puede desarrollar a primer orden en términos de la dispersión angular y la dispersión en frecuencias del haz incidente, como lo es indicado en la expresión (4.14).

En particular, si  $a(x', \omega)$  representa un haz gaussiano, cuya distribución espacial de campo está representada por (4.10), el campo a la salida estará representado por

$$\begin{aligned} A(\bar{x}'') &= A(x'', y'', z'', \omega) \\ &= B \frac{iz_r A_o}{q(z'')} \exp(ik_o \beta \Delta \omega x'') \exp\left(-ik_o \frac{((\alpha x'' - x'_o)^2 + (y'' - y'_o)^2)}{2q(z'')}\right) S_R(\omega) \end{aligned} \quad (4.25)$$

La inversa del radio complejo de curvatura  $q(z'')$  de la expresión (4.25), puede ser escrita como

$$\frac{1}{q(z'')} = \frac{z'' - iz_r}{|q(z'')|^2} = \frac{1}{R(z'')} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z'')} \quad (4.26)$$

donde  $R(z'')$  y  $\omega(z'')$  son el radio de curvatura del frente de ondas y el tamaño del haz a una distancia  $z'$  de la cintura definidos en la sección 2.2.

La expresión (4.25) puede escribirse entonces como una amplitud real y una fase compleja, tal cual como fue hecho en el capítulo 2, usando las definiciones de radio de curvatura y tamaño del haz de la siguiente manera

$$A(\bar{x}'') = B \frac{i\omega_o A_o S_R(\omega)}{\omega(z'')} \exp \left( -\alpha^2 \frac{((x'' - x'_o)^2 + (y'' - y'_o)^2)}{\omega^2(z'')} \right) \times \exp \left( -ik_o \alpha^2 \frac{((x'' - x'_o)^2 + (y'' - y'_o)^2)}{2R(z'')} + ik_o \beta \Delta \omega x'' - 2i \arg(q(z'')) \right) \quad (4.27)$$

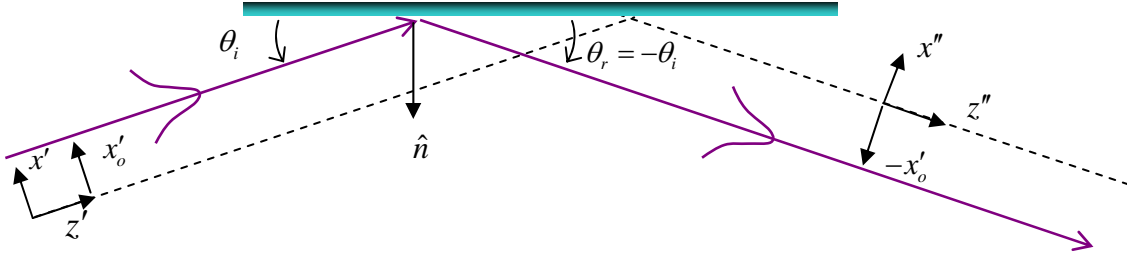
Comparando las expresiones (4.11) y (4.27), se observa que la divergencia del haz, representada por el parámetro  $\alpha$  produce un cambio en el tamaño del haz en  $\omega'(z'') = \omega(z'') / \alpha$  y radio de curvatura  $R'(z'') = R(z'') / \alpha$  mientras que la dispersión en frecuencias, representada por el parámetro  $\beta$  se manifiesta en un cambio de fase para cada componente de distinta frecuencia que la central.

### 4.3.2 ANÁLISIS DE LA REFLEXIÓN EN LOS ESPEJOS

Un espejo se puede representar mediante la ecuación de Snell, en conjunto con el formalismo utilizado en el inciso anterior mediante el cálculo de los coeficientes  $\alpha$  y  $\beta$  que representen el espejo. Esto es, un haz que incide sobre un espejo con un ángulo  $\theta_i$ , se refleja según la ley de Snell

$$\theta_r = -\theta_i \quad (4.28)$$

donde, como se muestra en la figura 4.7, el signo menos da cuenta de que para un ángulo de incidencia medido desde el espejo en sentido anti-horario, el ángulo de reflexión resulta estar medido desde el espejo en sentido horario. Siguiendo la analogía del cálculo, un espejo está representado entonces por un coeficiente  $\alpha = -1$  y  $\beta = 0$ .



**Figura 4.7:** Representación del espejo en el modelo gaussiano

Reemplazando los valores de  $\alpha$  y  $\beta$  en la ecuación (4.25) se obtiene

$$A(x'', y'', z'', \omega) = B \frac{iz_r A_o}{q(z'')} \exp\left(-ik_o \frac{((x'' + x'_o)^2 + (y'' - y'_o)^2)}{2q(z'')}\right) S_R(\omega) \quad (4.29)$$

lo que indica que si sobre el espejo incide un haz cuyo centro está ubicado en el sistema de coordenadas gaussiano  $S'$  en el punto  $(x'_o, y'_o)$ , el haz será reflejado sin cambiar su tamaño y tendrá su centro situado en  $(-x'_o, y'_o)$  como se muestra en la figura 4.7.

### 4.3.3 PROPAGACIÓN DE LOS HACES EN LA APROXIMACIÓN DE FRESNEL

En esta sección se busca encontrar expresiones que describan adecuadamente la distribución de amplitud y fase de los haces intervinientes sobre el plano final del dispositivo. Para ello se puede considerar que el haz se propaga libremente entre los distintos elementos que conforman el interferómetro y que dicha propagación está descrita adecuadamente por la integral de Kirchhoff en la aproximación de Fresnel. Luego se debe tener en cuenta el efecto de las redes y espejos de acuerdo a las expresiones encontradas en los incisos anteriores.

La expresión para el frente de ondas a una distancia  $d$  de la fuente, medida sobre el eje  $z'_1$  del sistema  $S'_1$ , está dada por la ecuación (4.10). Recordar que  $S'_1$  es el sistema de coordenadas propio del haz gaussiano en el tramo que se extiende desde la

cintura del haz hasta la red  $G_1$ . La propagación hasta la red  $G_1$  es simplemente evaluar dicha ecuación en  $d = d_o / \cos(\gamma)$ , donde  $d_o$  es la distancia entre la fuente y la red medida en el sistema de laboratorio  $S$ .

La ecuación (4.24) provee un método para el cálculo de la amplitud del campo eléctrico a la salida de la red. Así, si  $A(x'_1, y'_1, z'_1, \omega)$  es el campo que incide sobre dicha red con un ángulo  $\gamma$  en el intervalo  $\gamma_o \pm \Delta\gamma$ , y frecuencia  $\omega$  en el intervalo  $\omega_o \pm \Delta\omega$ , el campo transmitido en el orden  $n$  se puede escribir como:

$$A(x'_2, y'_2, d, \omega) = A(\alpha(n, \gamma_o) x'_2, y'_2, d, \omega) \exp(ik_o \beta(n, \gamma_o) (\omega - \omega_o) x'_2) \quad (4.30)$$

siendo  $\alpha(n, \gamma_o)$  y  $\beta(n, \gamma_o)$  los definidos en la sección 4.3.1. Aquí las coordenadas  $(x'_2, y'_2, z'_2)$  son las coordenadas del sistema gaussiano inmediatamente después de atravesar la red, en el sistema  $S'_2$ , tal como se puede observar en la figura 4.5. Al atravesar la red el frente de ondas se divide en los órdenes 1, 0 y -1. El orden 0 se bloquea y por lo tanto se tendrá una expresión como la (4.30) para cada uno de los dos órdenes restantes.

El orden 1 de la red, define la rama 1 del interferómetro. La expresión para el campo eléctrico correspondiente a la rama 1 al llegar al espejo se obtiene propagando libremente la distribución de campo dada por (4.30) una distancia  $l_1$  y está dada por

$$A_1(x'_2, y'_2, l_1, d, \omega) = \frac{(-iz_r A_o S_R(\omega) B)}{\sqrt{q(d+l_1)q(d+\alpha_1^2 l_1)}} i \times \exp\left(-\frac{ik_o}{2} \left(2(d+l_1) + \frac{x_2'^2}{l_1} + \frac{x_o'^2}{l_1 q(d)} + \frac{(y_2' - y_o')^2}{q(l_1+d)} - \frac{(x_o' l_1 \alpha_1 + q(d)(x_2' + l_1 \beta_1(\omega - \omega_o)))^2}{l_1 q(l_1) q(d + \alpha_1^2 l_1)}\right)\right) \quad (4.31)$$

Los parámetros de la red están dados por la ecuación (4.16), siendo  $\alpha_1 = \alpha(1, \gamma)$  y  $\beta_1 = \beta(1, \gamma)$ , y  $\gamma$  el ángulo de incidencia del haz sobre la red. El coeficiente  $B$  es la

eficiencia de transmisión de la red en el orden correspondiente. El campo en este caso, está escrito en el sistema de coordenadas dado por la terna  $x'_2 y'_2 z'_2$ . El máximo de intensidad del haz en este sistema, que será utilizado para relacionar el sistema propio del haz con el sistema de laboratorio, se calcula a partir del módulo al cuadrado de la ecuación (4.31), a partir de la que se obtiene

$$\begin{aligned}
 x'_{2,c} &= -\frac{x'_o + l_1 \alpha_1 \beta_1 (\omega - \omega_o)}{\alpha_1} \\
 y'_{2,c} &= y'_o \\
 z'_{2,c} &= l_1
 \end{aligned} \tag{4.32}$$

La reflexión en el espejo se representa mediante la ecuación (4.24) tomando como coeficientes  $\alpha = -1$  y  $\beta = 0$ . Luego se debe hacer una propagación libre, una distancia  $l_2$ , entre el espejo y la segunda red. Se obtiene así:

$$\begin{aligned}
 A_1(x'_3, y'_3, l_2, l_1, d, \omega) &= (iz_r A_o S_R(\omega) B) \sqrt{\frac{1}{q(d+l_1+l_2)q(d+\alpha_1^2(l_1+l_2))}} \times \\
 &\exp\left(-\frac{ik_o}{2}(2(d+l_1+l_2)) + \frac{x_3'^2}{l_2} + \frac{x_o'^2}{q(d)} + \frac{(y_3' - y_o')^2}{q(l_1+d+l_2)} - \frac{l_1(x'_o \alpha_1 + q(d)\beta_1(\omega - \omega_o))^2}{q(d)q(d+\alpha_1^2 l_1)}\right) \times \\
 &\exp\left(-\frac{((x'_o l_2 - l_1 \alpha_1 x'_3) \alpha_1 - q(d)(x'_3 - l_2 \beta_1(\omega - \omega_o)))^2}{l_2 q(d+\alpha_1^2(l_1+l_2))q(d+\alpha_1^2 l_1)}\right)
 \end{aligned} \tag{4.33}$$

donde ahora las coordenadas del sistema gaussiano para el tramo espejo – segunda red serán descritas por el subíndice 3. El coeficiente  $B$  incluye la eficiencia de la red y la reflectividad del espejo. El máximo de intensidad del haz en este sistema se calcula a partir del módulo al cuadrado de la ecuación (4.33), obteniéndose:

$$x'_{3,c} = -\frac{x'_o + (l_1 + l_2)\alpha_1\beta_1(\omega - \omega_o)}{\alpha_1}$$

$$y'_{3,c} = y'_o \quad (4.34)$$

$$z'_{3,c} = l_2$$

El haz que atraviesa la segunda red, se difracta a su vez en los órdenes 1, 0 y -1. Para la rama 1, nuevamente interesa el orden 1, de modo que se utiliza la expresión de la ecuación (4.24). El orden 1 difractado por la segunda red se propaga nuevamente una distancia  $z_d$  hasta llegar al detector, siendo su expresión:

$$A_1(x'_4, y'_4, z_d, l_2, l_1, d, \omega) = (-iz_r A_o S_R(\omega) B) \sqrt{\frac{1}{q(d + l_1 + l_2 + z_d)q(d + \alpha_1^2(l_1 + l_2 + z_d\alpha_2^2))}} \times$$

$$\exp\left(-\frac{ik_o}{2}(2(d + l_1 + l_2 + z_d) + \frac{x_4'^2}{z_d} + \frac{x_o'^2}{q(d)} + \frac{(y'_4 - y'_o)^2}{q(l_1 + l_2 + d + z_d)} - \frac{l_1(x'_o\alpha_1 + q(d)\beta_1(\omega - \omega_o))^2}{q(d)q(d + \alpha_1^2 l_1)}\right) \times$$

$$\exp\left(-\frac{(\alpha_1(-x'_o z_d \alpha_2 + l_1 \alpha_1(x'_4 + z_d \beta_2(\omega - \omega_o))) + l_2 \alpha_1(x'_4 + z_d \beta_2(\omega - \omega_o)))}{z_d q(d + \alpha_1^2(l_1 + l_2))q(d + \alpha_1^2(l_1 + l_2 + \alpha_2^2 z_d))}\right) \times$$

$$\exp\left(-\frac{(x'_4 - z_d(\alpha_2 \beta_1 - \beta_2)(\omega - \omega_o))q(d)^2}{z_d q(d + \alpha_1^2(l_1 + l_2))q(d + \alpha_1^2(l_1 + l_2 + \alpha_2^2 z_d))} - \frac{l_2(x'_o \alpha_1 + q(d)\beta_1(\omega - \omega_o))^2}{q(d + \alpha_1^2(l_1 + l_2))q(d + \alpha_1^2 l_1)}\right)$$

(4.35)

Acá nuevamente los parámetros de la red surgen a partir de la ecuación (4.16) y son  $\alpha_2 = \alpha(1, \gamma_1^{G_2})$  y  $\beta_2 = \beta(1, \gamma_1^{G_2})$  donde  $\gamma_1^{G_2}$  es el ángulo con que el haz de la rama 1 incide sobre la red  $G_2$ . Este ángulo será determinado en la sección 4.3.4. El coeficiente  $B$  incluye ahora tanto la eficiencia de las dos redes en el orden 1 como la reflectividad del espejo. El campo en este caso, está escrito en el sistema de coordenadas dado por la terna  $x'_4 y'_4 z'_4$ . El máximo de intensidad del haz en este sistema se calcula a partir del módulo al cuadrado de la ecuación (4.35), a partir de la que se obtiene:

$$x'_{4,c} = -\frac{x'_o - ((l_1 + l_2 + z_d \alpha_2^2) \beta_1 - z_d \alpha_2 \beta_2)(\omega - \omega_o) \alpha_1}{\alpha_1 \alpha_2}$$

$$y'_{4,c} = y'_o \tag{4.36}$$

$$z'_{4,c} = z_d$$

En forma totalmente análoga, las expresiones correspondientes para la rama -1 se obtienen sustituyendo las longitudes de propagación y los coeficientes de la red de la rama 1 por los de la rama -1 en las expresiones (4.31), (4.33) y (4.35). Esto es, se reemplaza  $l_1$  por  $s_1$ ,  $l_2$  por  $s_2$ ,  $\alpha_1$  por  $\alpha_{-1}$ , y  $\beta_1$  por  $\beta_{-1}$  y lo mismo para los coeficientes de la segunda red.

#### 4.3.4 CÁLCULO DE LOS CAMINOS ÓPTICOS

En la sección anterior se han obtenido expresiones, para las distribuciones de amplitud y fase de los haces intervinientes, en las cuales figuran las distancias recorridas por ellos a medida que se propagan por el interferómetro. En esta sección, por un lado se deben calcular dichas distancias en forma precisa, para lo cual se recurrirá a un análisis geométrico de estas trayectorias, por el otro se debe encontrar un cambio de coordenadas que relacione el sistema propio del haz gaussiano con el sistema de laboratorio.

En el caso más general el haz sale de la fuente con una dirección  $\gamma$  y con su eje de emisión desplazado en  $(x_o, y_o)$ . Como se mencionó anteriormente, en condiciones óptimas estos parámetros deberían valer cero, pero debido a que es posible que el láser no tenga una puntería estable, se desea realizar un estudio de cómo pequeñas variaciones de estos parámetros afectan al proceso de medición por corrimiento de fase. Como el desplazamiento  $y_o$  en  $\hat{y}$  es paralelo a las líneas de la red, no tiene un efecto importante en los defasajes introducidos, tal como se verá más adelante. El trayecto del haz entre la fuente y la primera red puede escribirse, en el plano  $xz$  del sistema de laboratorio, como

$$x(z) = z \tan(\gamma) + x_o \quad (4.37)$$

El frente de ondas se divide al pasar por la primera red, que cumple la función de divisor de haz para el montaje del interferómetro, y que se halla ubicada en  $z = d_o$ . Como se dijo anteriormente, los órdenes de la red que se utilizan son el 1 y el -1, definiendo así dos ramas. A continuación se analiza el trayecto del haz en cada una de ellas.

### RAMA 1 DEL INTERFERÓMETRO

El haz difractado, correspondiente al orden 1, luego de atravesar la red emerge con dirección  $\theta_1^{G_1}$  determinada por la ecuación de la red y por el ángulo de incidencia  $\gamma$ . La coordenada  $x$  del haz, después de viajar una distancia  $z$  de la fuente entre  $d_o$  y la posición donde el haz incide sobre el espejo, será entonces:

$$x(z) = \tan(\theta_1^{G_1}) (z - d_o) + d_o \tan(\gamma) + x_o \quad (4.38)$$

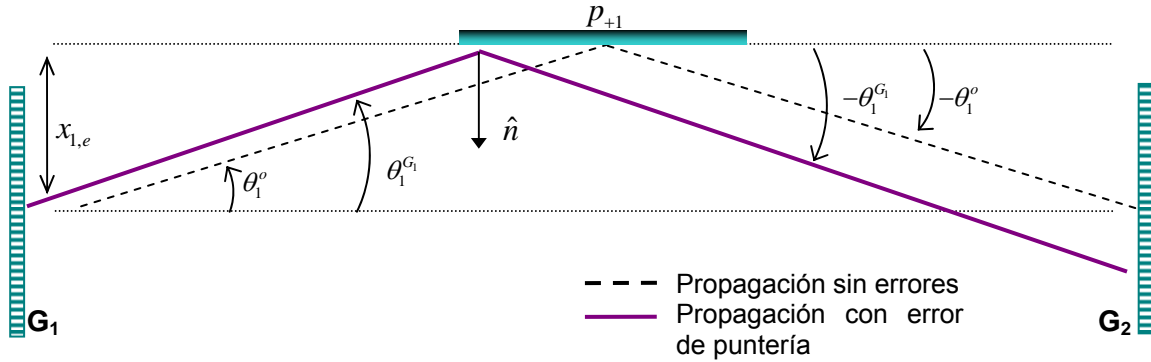
Posteriormente se refleja en el espejo que lo dirige hacia la segunda red. Para describir esta trayectoria primero hay que determinar cuáles son los ángulos de incidencia y reflexión en el espejo respecto al eje  $z$  del laboratorio, y luego cuál es el punto del espejo en donde incide el haz.

Suponiendo que el interferómetro se encuentra perfectamente alineado como se observa esquemáticamente en la figura 4.8, el haz va a reflejarse en el espejo con un ángulo de reflexión  $-\theta_1^{G_1}$ . Para conocer las coordenadas en las que el haz hace contacto con el espejo se debe buscar para que valor de  $z$  el haz intercepta al eje  $x$  en  $x(z) = \frac{G}{2} \tan(\theta_1^o) = x_{1,e}$ , donde  $\theta_1^o$  es el ángulo difractado para el primer orden de difracción con incidencia normal en la red. La reflexión va a ocurrir entonces cuando la coordenada  $z$  tome el valor



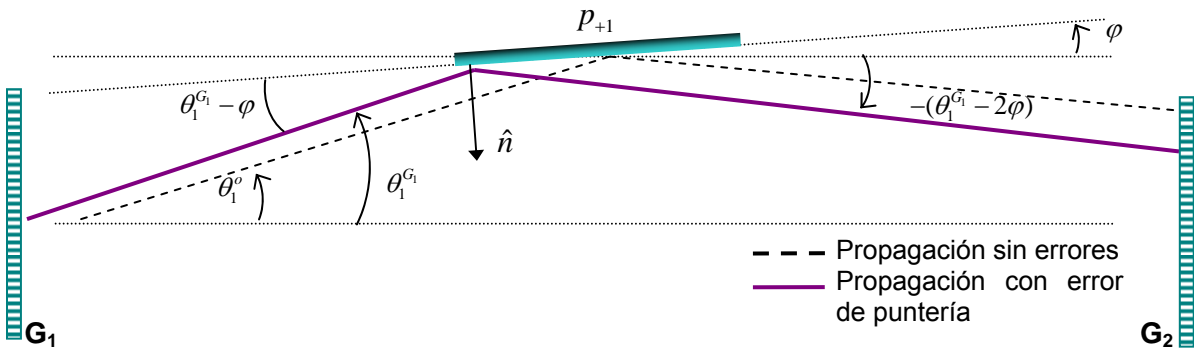
$$z_{1,e} = \frac{\frac{G}{2} \tan(\theta_1^o) - d_o \tan(\gamma) - x_o}{\tan(\theta_1^{G_1})} + d_o$$

En esta situación, el haz que se refleja en el espejo va a estar representado por una recta que pasa por el punto  $(z_{1,e}, x_{1,e})$ , y cuya pendiente es  $-\tan(\theta_1^{G_1})$



**Figura 4.8:** Trazado geométrico de los haces entre las dos redes para la rama 1.

Si además se desea tener en cuenta una posible inclinación del espejo, representada por el ángulo  $\varphi$  en el plano  $xz$ , los ángulos que intervienen en la reflexión son los que se muestran esquemáticamente en la figura 4.9. A partir de la misma, se calcula el ángulo de reflexión medido desde el eje  $z$  que resulta  $-(\theta_1^{G_1} - 2\varphi)$ .



**Figura 4.9:** Trazado geométrico de los haces entre las dos redes para la rama 1 con desalineación en el espejo

En este caso la ecuación que representa al espejo esta dada por

$$x(z) = \tan(\varphi) \left( z - d_o - \frac{G}{2} \right) + \frac{G}{2} \tan(\theta_1^o) \quad (4.39)$$

Para escribir esta ecuación, se tiene en cuenta que el punto de pivote del espejo, dado por (4.9), se encuentra en la mitad del camino entre las dos redes  $z_p = \left( d_o + \frac{G}{2} \right)$ , donde incidiría el haz difractado si el interferómetro estuviera perfectamente alineado. Luego, si el espejo tiene una inclinación dada por  $\varphi$ , teniendo en cuenta que este ángulo está dado según la figura 4.9, la pendiente de la ecuación que representa al espejo esta dada por  $m = \tan(\varphi)$ .

Entonces, el punto  $(x_{1,e}, z_{1,e})$  donde incide el haz sobre el espejo ahora está dado por la intersección entre las ecuaciones (4.38) y (4.39), y resulta

$$z_{1,e} = d_o + \frac{\frac{G}{2} (\tan(\theta_1^o) - \tan(\varphi)) - d_o \tan(\gamma) - x_o}{(\tan(\theta_1^{G_1}) - \tan(\varphi))} \quad (4.40)$$

$$x_{1,e} = \tan(\theta_1^{G_1}) (z_{1,e} - d_o) + d_o \tan(\gamma) + x_o = \tan(\varphi) \left( z_{1,e} - d_o - \frac{G}{2} \right) + \frac{G}{2} \tan(\theta_1^o)$$

La ecuación que representa al haz reflejado estará dada por la ecuación de una recta que pasa por el punto  $(z_{1,e}, x_{1,e})$  y, si el ángulo de reflexión en el espejo está dado por  $-(\theta_1^{G_1} - 2\varphi)$ , su pendiente será  $-\tan(\theta_1^{G_1} - 2\varphi)$

$$x(z) = -\tan(\theta_1^{G_1} - 2\varphi) (z - z_{1,e}) + x_{1,e} \quad (4.41)$$

La posición donde hace contacto con la segunda red es cuando  $z = G + d_o$ , y entonces en la ecuación (4.41) se convierte en

$$\begin{aligned}
x(G + d_o) &= -\tan(\theta_1^{G_1} - 2\varphi) (G + d_o - z_{1,e}) + \tan(\theta_1^{G_1}) (z_{1,e} - d_o) + d_o \tan(\gamma) + x_o \\
&= -\tan(\theta_1^{G_1} - 2\varphi) (G + d_o - z_{1,e}) + \tan(\varphi) (z_{1,e} - d_o - \frac{G}{2}) + \frac{G}{2} \tan(\theta_1^o)
\end{aligned} \tag{4.42}$$

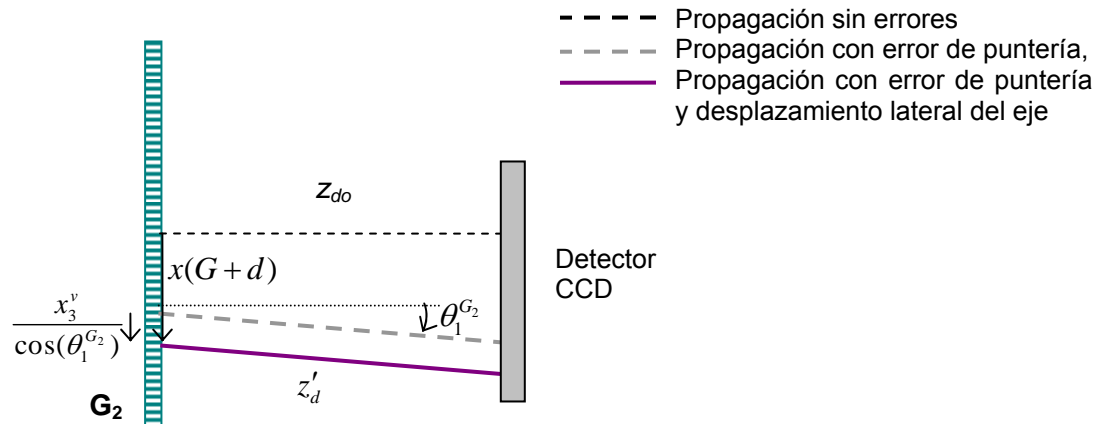
A partir de la ecuación (4.40) y (4.42) se obtienen las longitudes de propagación del haz entre las redes, representadas en la figura 4.5:

$$\begin{aligned}
l_1 &= \frac{z_{1,e} - d_o}{\cos(\theta_1^{G_1})} = \sqrt{(z_{1,e} - d_o)^2 + (x_{1,e} - d_o \tan(\gamma))^2} \\
l_2 &= \frac{G - (z_{1,e} - d_o)}{\cos(\theta_1^{G_1} - 2\varphi)} = \sqrt{(G - (z_{1,e} - d_o))^2 + (x_{1,e} - x(G + d_o))^2}
\end{aligned} \tag{4.43}$$

Estas son las longitudes en las que se realiza la propagación de Fresnel, tal como se describió en la sección 4.3.3

Luego, a la salida de la segunda red el haz se propaga hasta llegar al detector que está ubicado a una distancia  $z_{do}$  de la red  $G_2$  (figura 4.10) con una inclinación dada por el ángulo de difracción  $\theta_1^{G_2}$ . Este ángulo se calcula a partir de la ecuación de la red, siendo el ángulo de incidencia en  $G_2$  igual al ángulo de reflexión en el espejo

$$\sin(\theta_1^{G_2}) = \frac{\lambda}{p} + \sin(-(\theta_1^{G_1} - 2\varphi)) \tag{4.44}$$



**Figura 4.10:** trazado geométrico de los haces entre la segunda red  $G_2$  y el detector.

El cálculo de las figuras de interferencia requiere de la vinculación entre los sistemas de referencia gaussianos ( $S'$ ) de cada rama del interferómetro con el sistema de laboratorio ( $S$ ). En la propagación gaussiana se utiliza un sistema  $S'$ , en el cual la coordenada  $z'$  es paralela a la dirección de propagación del haz, de modo que al final del recorrido, hay que hacer una rotación y una traslación para que el haz quede expresado en el sistema de coordenadas de laboratorio  $S$ .

En el caso idealizado de que el interferómetro estuviera perfectamente alineado y no hubiera problemas de puntería (figura 4.3), los sistemas  $S$  y  $S'$  coincidirían desde que los haces inciden sobre la segunda red hasta el detector, ya que los mismos salen del interferómetro alineados y sin inclinación ni desplazamiento. En este caso entonces, el hecho de que los sistemas de coordenadas no coincidan en los tramos entre las dos redes, debido a que las redes o los espejos desvían el haz, no es relevante, ya que las trayectorias de los dos haces vuelven a ser coincidentes en el detector.

En otra situación, la trayectoria del eje  $z'$  se aparta del caso ideal como se muestra en la figura 4.5, de modo que  $S'$  cambia su ubicación respecto a  $S$  durante toda la propagación. En particular, el desplazamiento del origen de coordenadas de  $S'$  respecto de  $S$ , puede deberse a que el haz incide sobre la primera red con un ángulo  $\gamma$  o a que hay algún elemento desalineado en el interferómetro. Sin embargo el parámetro  $x_o$  no afecta a la posición del eje  $z'$  pero si a la posición del centro del haz en el sistema  $S'$ . Esto es, en la descripción desde el sistema  $S'$  se pueden representar apartamientos respecto al eje  $z'$  que están relacionados con el desplazamiento lateral del eje de emisión pero no los que tienen que ver con la inclinación de  $S'$  respecto de  $S$ .

Como se observa en la figura 4.11, un haz que ingresa al interferómetro con un centro desplazado del eje en  $+x'_o$  respecto del sistema  $S'_1$ , sale del interferómetro con desplazamiento lateral  $x'_{4,c}$  con respecto al sistema  $S'_4$ , como fue calculado en la ecuación (4.36). La coordenada  $z'_4$  del sistema  $S'_4$  es paralela a la dirección de propagación del haz. Además, según el cálculo geométrico respecto del sistema  $S$ , un haz que ingresa al interferómetro con un ángulo  $\gamma$  y con un desplazamiento lateral  $x_o$ ,

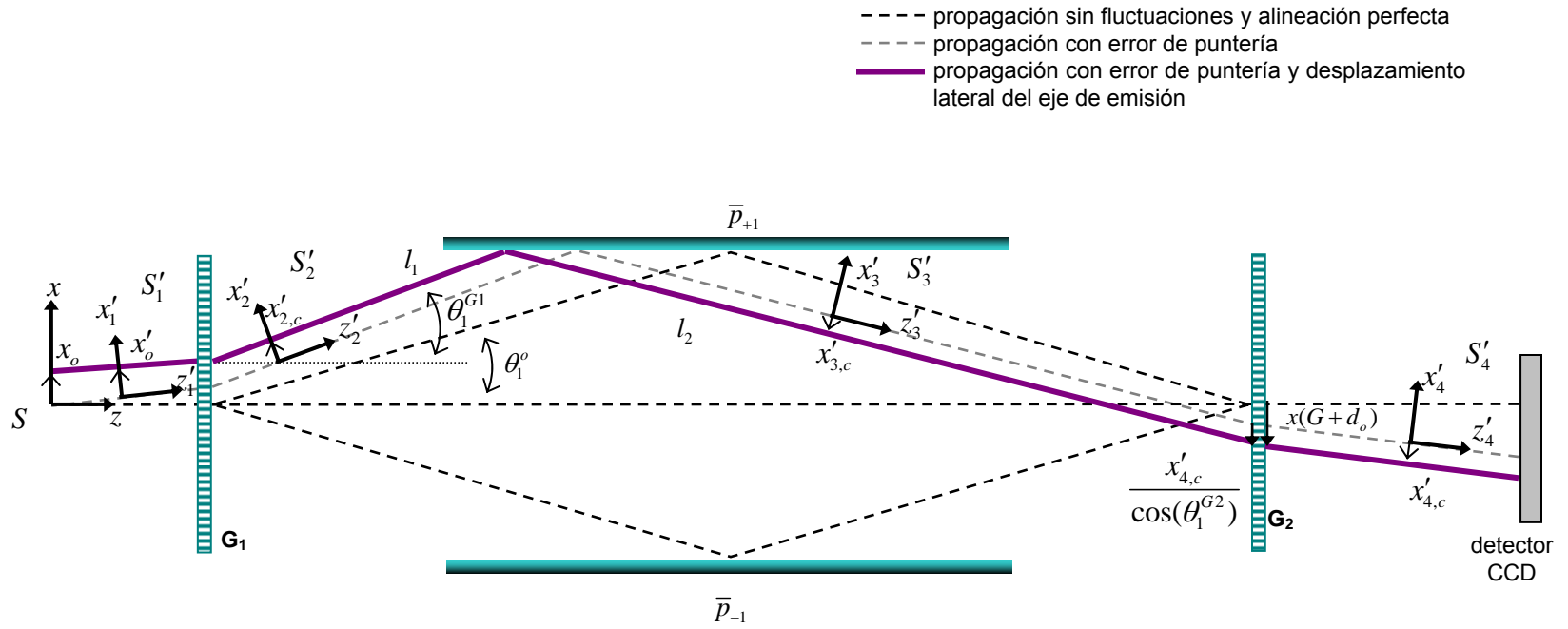


Figura 4.11: trazado de haces diferenciando los posibles problemas de estabilidad del láser para la rama 1

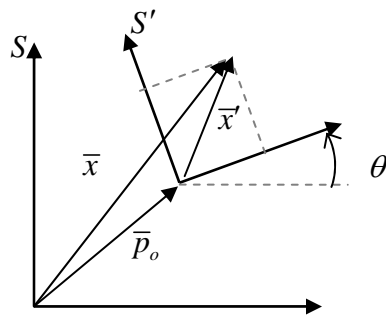
incide sobre la segunda red en  $x(G + d_o)$ , como fue calculado en (4.42), y luego emerge de la red  $G_2$  con una inclinación dada por  $\theta_1^{G_2}$ , calculado en la ecuación (4.44). En condiciones ideales este ángulo sería nulo, igual al ángulo de incidencia en la red  $G_1$ . La rotación se realiza entonces en el ángulo de salida de la segunda red  $\theta_1^{G_2}$ , y la traslación en la distancia que se desplaza el haz por viajar con otra orientación sin tener en cuenta los desplazamientos laterales originados por el desplazamiento del eje de emisión, porque estos quedan incluidos en las cuentas de propagación gaussiana. La traslación se explica de manera más sencilla más adelante.

Se considera ahora, el caso general en el que un sistema de referencia  $S'$  se encuentra trasladado y rotado con respecto al sistema de laboratorio  $S$ . Se denotará con  $\bar{x}$  a las coordenadas de un punto del espacio escritas en el sistema  $S$ , y con  $\bar{x}'$  a las coordenadas de ese mismo punto en el sistema  $S'$ . A partir de la figura 4.12 se observa que la relación entre estas coordenadas, dada por una rotación y una traslación, se puede escribir matemáticamente como:

$$\bar{x} = \bar{p}_o + R(\theta)\bar{x}' \quad (4.45)$$

donde la rotación queda representada por la matriz  $R(\theta)$ .

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & 0 & -\sin(\theta) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (4.46)$$



**Figura 4.12:** Esquema general de sistemas que difieren por una rotación y una traslación.

En el caso de la rama 1 el ángulo de rotación es  $\theta_1^{G_2}$ . Para calcular cuanto vale el vector de traslación  $\bar{p}_o$ , se describen las características, en ambos sistemas de coordenadas, de un haz que incide sobre la primera red con un ángulo  $\gamma$  y desplazamiento lateral  $x_o$ , cuando este, luego de propagarse a través del interferómetro, emerge de la segunda red. Se vio en la sección 4.3.3 que en el sistema  $S'_4$ , la ecuación (4.36) describe las coordenadas de la posición del máximo de intensidad del haz emergente. Reescribiendo esas coordenadas como un vector columna, se obtiene

$$\bar{x}'_c(0) = \begin{pmatrix} x'_{4,c} \\ y'_{4,c} \\ z'_{4,c} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{x'_o}{\alpha_1 \alpha_2} \\ y'_o \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.47)$$

Ahora bien, en el sistema  $S$  el haz sigue la trayectoria geométrica, por lo tanto emerge del interferómetro con dirección  $\theta_1^{G_2}$  y está centrado en:

$$\bar{x}_c(G+d_o) = \begin{pmatrix} x(G+d_o) \\ y_o \\ (G+d_o) \end{pmatrix} \quad (4.48)$$

con  $x(G+d_o)$  dado por la expresión (4.42). De esta manera el punto en el espacio representado por las coordenadas (4.48) en el sistema  $S$  es el mismo que el representado por las coordenadas (4.47) en el sistema  $S'_4$ . Notar que cuando en este último la longitud de propagación es  $z_d = 0$ , se está tomando un punto sobre la red y por lo tanto  $z'_{4,c} = 0$  (ver ecuación (4.36)); mientras que en el sistema  $S$ , un punto del espacio sobre la segunda red tiene coordenada  $z = G + d_o$ . La información en las ecuaciones (4.47) y (4.48) da un punto de referencia para calcular el valor de  $\bar{p}_o$ , dado que ambas están relacionados por la ecuación (4.45), luego

$$\bar{p}_o = \bar{x}_c(G + d_o) - R(\theta_1^{G_2})\bar{x}'_c(0) \quad (4.49)$$

de esta forma reemplazando (4.49) en la ecuación (4.45) y despejando las coordenadas de  $S'_4$  en términos de las de  $S$ , se obtiene

$$\bar{x}' = \bar{x}'_c(0) + R^{-1}(\theta_1^{G_2})(\bar{x} - \bar{x}(G + d_o)) \quad (4.50)$$

donde  $R^{-1}(\theta)$  es la inversa de  $R(\theta)$

Por lo tanto, si  $A_{+1}(\bar{x}')$  es la distribución de amplitud en el sistema  $S'$ , calculada según la ecuación (4.35), la expresión para la amplitud del haz en  $S$  es

$$A_{+1}(\bar{x}) = A_{+1}(\bar{x}'_c(0) + R^{-1}(\theta_1^{G_2})(\bar{x} - \bar{x}(G + d_o))) \quad (4.51)$$

## RAMA -1 DEL INTERFERÓMETRO

El recorrido del haz en esta rama es más sencillo ya que se consideró que, al usar la misma como haz de referencia, es posible ajustar la orientación del espejo para que no tenga *tilt* y además se supondrá que dicho espejo está libre de defectos.

En primer lugar, se analiza el recorrido del haz a partir de la primera red. Luego de difractarse, el haz emerge con dirección  $\theta_{-1}^{G_1}$ , que está determinada por la ecuación de la red (4.15) para el orden -1 y ángulo de incidencia  $\gamma$ . La coordenada  $x$  describe la ecuación de una recta que pasa por el punto de partida de la red en  $(d_o, d_o \tan(\gamma) + x_o)$  hasta que llega al espejo, con inclinación dada por el ángulo de difracción  $\theta_{-1}^{G_1}$

$$x(z) = \tan(\theta_{-1}^{G_1})(z - d_o) + d_o \tan(\gamma) + x_o \quad (4.52)$$



Luego se refleja en el espejo que lo dirige hacia la segunda red. El haz incide sobre el espejo cuando  $x(z_{-1,e}) = \frac{G}{2} \tan(\theta_{-1}^o)$ , donde  $z_{-1,e}$  es el valor que toma la coordenada  $z$ , por lo tanto igualando a (4.52), se obtiene que la posición donde el haz hace contacto con el espejo es

$$z_{-1,e} = \frac{\frac{G}{2} \tan(\theta_{-1}^o) + d_o \tan(\theta_{-1}^{G_1}) - d_o \tan(\gamma) - x_o}{\tan(\theta_{-1}^{G_1})} \quad (4.53)$$

Como el espejo está perfectamente alineado, el ángulo de reflexión en el mismo es  $-\theta_{-1}^{G_1}$  y por lo tanto la ecuación que representa al haz entre el espejo y la segunda red es

$$x(z) = -\tan(\theta_{-1}^{G_1}) (z - z_{-1,e}) + \frac{G}{2} \tan(\theta_{-1}^o) \quad (4.54)$$

La posición donde el haz incide sobre la segunda red, que será útil para hallar el cambio de coordenadas entre los sistemas  $S$  y  $S'$ , se obtiene de evaluar a esta última ecuación para  $z = G + d_o$ . De este modo, la longitud de propagación entre la primera red y el espejo es

$$s_1 = \frac{z_{-1,e} - d_o}{\cos(\theta_{-1}^{G_1})} \quad (4.55)$$

y, entre el espejo y la segunda red

$$s_1 = \frac{G - (z_{-1,e} - d_o)}{\cos(\theta_{-1}^{G_1})} \quad (4.56)$$

Luego, a la salida de la segunda red el haz se propaga hasta llegar al detector, con una inclinación dada por el ángulo de difracción  $\theta_{-1}^{G_2}$ . Este ángulo se calcula a partir

de la ecuación de la red, siendo el ángulo de incidencia en  $G_2$  igual al ángulo de reflexión en el espejo, esto es

$$\sin(\theta_{-1}^{G_2}) = \frac{\lambda}{p} + \sin(-(\theta_{-1}^{G_1})) \quad (4.57)$$

Siguiendo el procedimiento de la rama 1, luego de atravesar la red, se necesita hacer un cambio de coordenadas que permita expresar a la distribución de intensidades que fue calculada en el sistema propio del haz, en el sistema de laboratorio  $S$ , dado que ese es el sistema común a las dos ramas del interferómetro. Para esto, se dijo que la expresión más general que vincula a dos sistemas de referencia que difieren en una rotación y una traslación, está dada por la ecuación (4.45) que se escribe aquí nuevamente en términos de los parámetros de la rama -1

$$\bar{x} = \bar{p}_o + R(\theta_{-1}^{G_2})\bar{x}' \quad (4.58)$$

donde la matriz de rotación  $R(\theta)$  está dada por la ecuación (4.46).

Nuevamente el problema se reduce a averiguar el valor del vector de traslación  $\bar{p}_o$  y para ello se utilizan las coordenadas de un punto del espacio, conocidas en ambos sistemas de referencia. Al igual que para la rama 1, en el sistema de referencia propio del haz, las coordenadas del máximo de intensidad están dadas por la ecuación (4.36), ahora evaluadas en los parámetros de la rama -1. Cuando el centro del haz hace contacto con la red  $G_2$ , la coordenada  $z'_4$  de propagación del haz en el sistema propio  $S'_4$  del orden -1, vale 0. De este modo se obtiene que el punto donde el haz hace contacto con la red en el sistema  $S'_4$  es

$$\bar{x}'_c(0) = \begin{pmatrix} x'_{4,c} \\ y'_{4,c} \\ z'_{4,c} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{x'_o}{\alpha_{-1}\alpha_{-2}} \\ y'_o \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.59)$$

Por otro lado, este mismo punto se puede escribir en el sistema de referencia de laboratorio. Cuando el haz incide sobre la red, la coordenada  $z$  del sistema  $S$  toma el valor  $G + d_o$ , la coordenada  $y$  toma el valor de  $y_o$ , y la coordenada  $x$  toma el valor dado en la ecuación (4.54) evaluada en  $G + d_o$ . Si se escribe esta información en forma vectorial se obtienen las coordenadas del mismo punto en el sistema de laboratorio

$$\bar{x}_c(G + d_o) = \begin{pmatrix} x(G + d_o) \\ y_o \\ G + d_o \end{pmatrix} \quad (4.60)$$

De esta manera, si se reemplaza (4.59) y (4.60) en la ecuación (4.58), se obtiene que el vector de traslación  $\bar{p}_o$  es

$$\bar{p}_o = \bar{x}_c(G + d_o) - R(\theta_{-1}^{G_2})\bar{x}'_c(0) \quad (4.61)$$

Luego, la ecuación (4.58) se transforma en

$$\bar{x} = \bar{x}_c(G + d_o) + R(\theta_{-1}^{G_2})(\bar{x}' - \bar{x}'_c(0)) \quad (4.62)$$

Despejando  $\bar{x}'$  en términos de  $\bar{x}$  y reemplazando en la distribución de campo para la rama -1,  $A_{-1}(\bar{x}')$ , calculada en el sistema de coordenadas primado, se obtiene la distribución de campo para la rama -1 en el sistema de coordenadas de laboratorio

$$A_{-1}(\bar{x}) = A_{-1}\left(R^{-1}(\theta_{-1}^{G_2})(\bar{x} - \bar{x}_c(G + d_o)) + \bar{x}'_c(0)\right) \quad (4.63)$$

### 4.3.5 INTRODUCCIÓN DE LOS DESFASAJES

Tal como se describió en la sección 4.1 la técnica de corrimiento de fase requiere registrar varios interferogramas diferentes para lo cual en una de las ramas

deben introducirse corrimientos de fase conocidos. Una de las posibilidades para implementar esos saltos de fase es desplazar una de las redes en una cantidad  $\delta$  que va a depender del tipo de algoritmo que se desee utilizar.

La transmisión del campo eléctrico al atravesar una red de difracción no es invariante ante traslaciones de la red, ya que el campo eléctrico adquiere una fase que depende del orden difractado y de cuanto se halla desplazado la red. Esto se puede deducir fácilmente mediante el estudio de la función transferencia de la red, expresada en la ecuación (4.64). Suponiendo que en la coordenada  $x = 0$  la red tiene fase cero, su función transferencia puede escribirse como:

$$T(x) = \sum_n t_n e^{-i \frac{2\pi}{p} xn} \quad (4.64)$$

donde  $p$  es el período de la red. Entonces una traslación de la red en una distancia  $\delta$ , respecto del eje  $z$  del sistema de coordenadas, introduce un desfase  $\phi_n^s = \frac{2\pi}{p} \delta n$  en el orden  $n$  ya que ahora la transmisión es:

$$T(x) = \sum_n t_n e^{-i \frac{2\pi}{p} (x-\delta)n} = \sum_n t_n e^{-i \frac{2\pi}{p} xn} e^{i \frac{2\pi}{p} \delta n} \quad (4.65)$$

En el caso aquí estudiado, para obtener un cambio de fase de  $\pi/2$  entre las ramas 1 y -1, con una red de  $1000 \text{ l/mm}$  se tiene que desplazar a la red en  $\delta = 25 \text{ nm}$  lo que puede implementarse por medio de un posicionador piezoeléctrico (Por ejemplo consultar Physik Instrumente<sup>[182]</sup>)

Debe considerarse sin embargo, que este análisis es el correspondiente al caso ideal, esto es, cuando el láser no presenta problemas de puntería. Hay que analizar entonces, que desfasajes espurios aparecen cuando existen inestabilidades. Para ello, puede suponerse que el haz no incide en la red en la coordenada  $x = 0$ , sino en un

punto de la red desplazado en  $\Delta x$ , en ese caso el desfase introducido en el orden  $n$

$$\text{es } \phi_n = -\frac{2\pi}{p} \Delta x n.$$

Si se tiene en cuenta que el interferómetro tiene dos redes, la magnitud  $\Delta x$  que permitirá calcular el desfase total será, para cada rama, la distancia desde el eje  $z$  del sistema de laboratorio hasta el punto de incidencia del haz sobre la primera red más la distancia desde el eje  $z$  hasta el punto de incidencia sobre la segunda red. En el caso de la rama 1, el haz incide sobre la primer red en  $x_1^{G_1} = x_o + d_o \tan(\gamma)$  y sobre la segunda en  $x_1^{G_2} = x(G + d_o)$ , de acuerdo a lo expresado en la ecuación (4.42), por lo tanto para esta rama el desfase total es

$$\phi_1 = -\frac{2\pi}{p} (x_1^{G_1} + x_1^{G_2}) \quad (4.66)$$

Análogamente, para la rama -1, el haz incide sobre la primer red en  $x_{-1}^{G_1} = x_o + d_o \tan(\gamma)$  y en la segunda en  $x_{-1}^{G_2} = x(G + d_o)$ , donde ahora  $x_{-1}^{G_2}$  es el calculado en la ecuación (4.54) para  $z = G + d_o$ . Como consecuencia el desfase se calcula como

$$\phi_{-1} = \frac{2\pi}{p} (x_{-1}^{G_1} + x_{-1}^{G_2}) \quad (4.67)$$

#### 4.4 DISTRIBUCIÓN DE INTENSIDAD EN EL DETECTOR

En esta sección se encontrarán las expresiones que describan la distribución de intensidad del interferograma registrado por el detector. Para ello en el inciso 4.4.1, se estudiará el diagrama de interferencia que se obtendría con un dispositivo tal como el analizado hasta el momento. Posteriormente se analizará el caso más realista en donde se tiene en cuenta la incorporación de dos dispositivos ópticos auxiliares. Uno de ellos es el sistema telescópico que se utiliza para expandir y colimar el haz incidente. El otro

es el sistema que permite enfocar el plano donde se halla el objeto bajo estudio, sobre el detector

#### 4.4.1 EL DIAGRAMA DE INTERFERENCIA

Con el objeto de calcular la distribución de intensidades en el interferograma se considerarán a las expresiones halladas en la sección 4.3 para la distribución de campo sobre cada rama, teniendo en cuenta los caminos geométricos, los coeficientes que describen la difracción en las redes y reflexión en los espejos según los parámetros de emisión  $\{\gamma, x_o, y_o\}$ .

El campo total en el detector se puede obtener como la suma de los campos de cada rama, en donde deben considerarse las operaciones de traslación y rotación que vinculan los sistemas  $S$  y  $S'$  y la introducción de los defasajes,  $\phi_n$  y  $\phi_n^S$ , analizados en la sección 4.3.5. Sea  $A_1(x, y, z, l_2, l_1, d, \omega)$  la distribución de amplitud de la rama 1 calculada en (4.35) luego de haber realizado la transformación entre los sistemas de coordenadas  $S$  y  $S'$  detallados en (4.51). De forma análoga,  $A_{-1}(x, y, z, s_2, s_1, d, \omega)$  es la distribución de amplitud correspondiente a la rama -1. Entonces el campo total será:

$$A(x, y, z, \{\vec{p}\}, \omega) = A_1(x, y, z, l_2, l_1, d, \omega)e^{i(\phi_1 + \phi_1^S)} + A_{-1}(x, y, z, s_2, s_1, d, \omega)e^{i(\phi_{-1} + \phi_{-1}^S)} \quad (4.68)$$

En esta expresión el símbolo  $\{\vec{p}\}$  denota que la función distribución de amplitud además depende del conjunto de parámetros  $\{\gamma, x_o, y_o, \varphi, d_o, G, z_{do}, p\}$  descritos en las secciones anteriores a través de las longitudes de propagación y fases. Resulta así que la distribución de intensidad para cada longitud de onda contenida en el espectro del haz es:

$$I(x, y, z, \omega) = \frac{c\mathcal{E}_o}{2} |A(x, y, z, \{\vec{p}\}, \omega)|^2 \quad (4.69)$$

Luego la intensidad total en el plano de detección resulta de integrar la expresión anterior en todo el espectro de frecuencias del láser, esto es:

$$I(x, y, z) \propto \frac{c\epsilon_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |A(x, y, z, \{\vec{p}\}, \omega)|^2 d\omega \quad (4.70)$$

#### 4.4.2 EL SISTEMA EXPANSOR-COLIMADOR

En esta sección se va a estudiar cómo se modifican los resultados alcanzados, al introducir un sistema que permite expandir y colimar el haz del láser. A tal efecto se simula un telescopio ubicado a la entrada del interferómetro, alineado con el haz incidente. En el caso estudiado en esta Tesis, se consideran haces en el límite de difracción dado que se utiliza el modelo gaussiano, en el que el tamaño del haz está caracterizado por su radio, tal como fue descrito en el capítulo 2.2.

El sistema telescópico puede montarse de diversas maneras de acuerdo al tipo de óptica que se desee utilizar. Así, se pueden usar un sistema de espejos en la configuración Schwarzschild, espejos curvos o placas zonales. Se considerará que el telescopio está formado por dos de estos objetos, cuyas distancias focales son distintas (sean  $f_1$  y  $f_2$ ), y la distancia entre ambos, medida sobre el eje óptico, es la suma de las distancias focales.

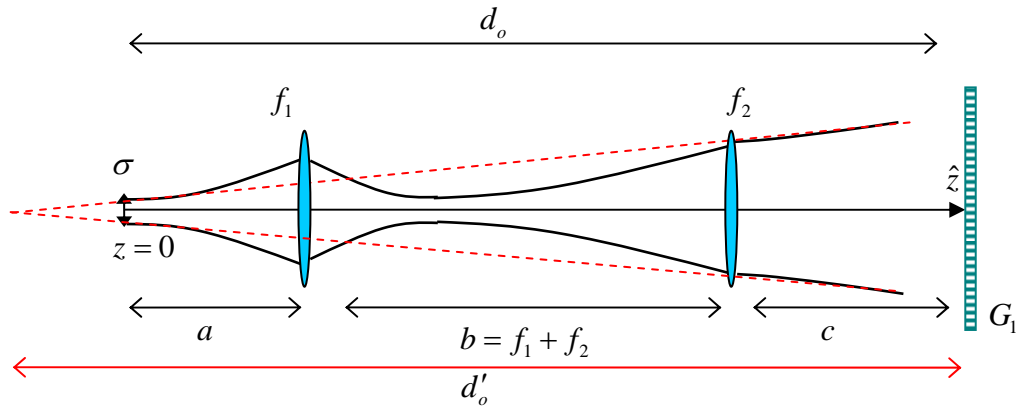
Para analizar como afectan los parámetros que describen el sistema telescópico al haz gaussiano incidente se emplea el formalismo de matrices ABCD, que es válido en la aproximación paraxial y es útil para calcular tanto trayectorias de rayos como el cambio del radio complejo de curvatura del haz gaussiano  $q(z)$  al atravesar el sistema óptico. En este formalismo, un haz que está a una altura  $h$  del eje óptico y una inclinación  $\varphi$ , atraviesa un elemento óptico caracterizado por una matriz ABCD, y emerge con una altura e inclinación dada por la ecuación matricial<sup>[118],[119]</sup>:

$$\begin{pmatrix} h' \\ \varphi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ \varphi \end{pmatrix} \quad (4.71)$$

A partir de dicha matriz también es posible calcular el parámetro  $q(z)$  del haz gaussiano que se propaga alineado con el eje óptico del sistema<sup>[118,119]</sup>, mediante la expresión:

$$\frac{1}{q'(z)} = \frac{D + C q(z)}{B + A q(z)} \quad (4.72)$$

Considérese entonces que el haz incidente sobre el telescopio tiene una cintura  $\sigma$  en la posición  $z = 0$ , y una divergencia  $\theta$ . La distancia entre la cintura del haz y la red  $G_1$  se mantiene en  $d_o$  de manera que  $d_o = a + f_1 + f_2 + c$ , tal como se indica en la figura 4.13.



**Figura 4.13:** Disposición del telescopio, utilizada para modificar las características del haz incidente

Según el formalismo de las matrices ABCD, la propagación a través del telescopio se obtiene mediante la multiplicación de cinco matrices, 3 representan las propagaciones libres y dos representan a los elementos que conforman al telescopio. La matriz correspondiente a una propagación libre en una distancia  $z$  se escribe como

$$M_r(z) = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.73)$$



Si se supone el caso en que se emplean espejos para implementar el telescopio, la matriz correspondiente a un espejo curvo, con  $f > 0$  cuando el espejo es cóncavo, se puede escribir como

$$M_E(f) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.74)$$

Para obtener la matriz del sistema completo hay que multiplicar a las matrices en cascada y en el orden inverso al que aparecen los elementos ópticos, como se indica en la siguiente ecuación,

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = M_t(c)M_E(f_2)M_t(b = f_1 + f_2)M_E(f_1)M_t(a) \quad (4.75)$$

luego se obtienen los valores de A, B, C y D expresados en (4.71)

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{f_2}{f_1} & \left( f_1 + f_2 - c \frac{f_1}{f_2} - a \frac{f_2}{f_1} \right) \\ 0 & -\frac{f_1}{f_2} \end{pmatrix} \quad (4.76)$$

Sustituyendo en la ecuación (4.72) los valores encontrados para A, B, C y D se obtiene que el haz gaussiano que sale del telescopio tiene un parámetro  $q'(z)$  que está dado por

$$q'(z) = a \left( \frac{f_2}{f_1} \right)^2 - \frac{f_2}{f_1} (f_2 + f_1) + c + iz_r \left( \frac{f_2}{f_1} \right)^2 \quad (4.77)$$

Cabe destacar que este parámetro  $q'(z)$ , es el correspondiente un haz gaussiano equivalente que se propagó una distancia  $d'_o = a \left( \frac{f_2}{f_1} \right)^2 - \frac{f_2}{f_1} (f_2 + f_1) + c$  hasta la red  $G_1$  y con un parámetro confocal  $z'_r = z_r \left( \frac{f_2}{f_1} \right)^2$ . Esto significa que, según las definiciones dadas en la sección 2.2, este haz tendrá una cintura dada por

$$z'_r = \frac{\pi \sigma'^2}{\lambda} \Rightarrow \sigma' = \sigma \left( \frac{f_2}{f_1} \right) \quad (4.78)$$

y una divergencia dada por

$$\zeta' = \frac{2\lambda}{\pi \sigma'} \Rightarrow \zeta' = \zeta \left( \frac{f_1}{f_2} \right) \quad (4.79)$$

Por ejemplo, el haz del láser de  $46.9\text{nm}$  tiene una divergencia  $\zeta \sim 5\text{mrad}$  y una cintura  $\sigma \sim 6\mu\text{m}$ . Si la distancia focal del primer espejo es  $f_1 = 10\text{mm}$  y la del segundo es  $f_2 = 500\text{mm}$ , se obtiene que el telescopio produce una magnificación de  $50\times$ , resultando

$$\sigma' = \sigma 50 \sim 300\mu\text{m} \quad (4.80)$$

$$\zeta' = \zeta \left( \frac{1}{50} \right) \sim 0.1\text{mrad} \quad (4.81)$$

Si bien con estos parámetros se obtiene que en la posición de la red el haz cubre toda el área de la red, el propósito de utilizar el telescopio es obtener un haz más uniforme y con menor divergencia.

La distancia entre la cintura de este nuevo haz, que está dada por la expresión (4.80), y la primera red, a la que se denomina  $d'_o$ , se obtiene usando, por ejemplo, que la distancia desde la salida del capilar del láser hasta el primer espejo es  $a = 50\text{mm}$  y la

distancia desde el segundo espejo hasta la primera red es  $c = 100mm$ . Estos valores fueron elegidos así para mantener a la distancia entre el capilar y la primera red en un valor constante de  $d_o = 660mm$ . De este modo se obtiene que

$$d'_o = a \left( \frac{f_2}{f_1} \right)^2 - \frac{f_2}{f_1} (f_2 + f_1) + c = 99600mm \quad (4.82)$$

De esta manera, para simular el efecto del sistema expansor-colimador se debe considerar que ahora al interferómetro ingresa un haz gaussiano con cintura  $\sigma'$ , dada por la ecuación (4.78), con divergencia  $\zeta'$ , dada por la ecuación (4.79) y que se propaga una distancia  $d'_o$  desde la posición de la cintura.

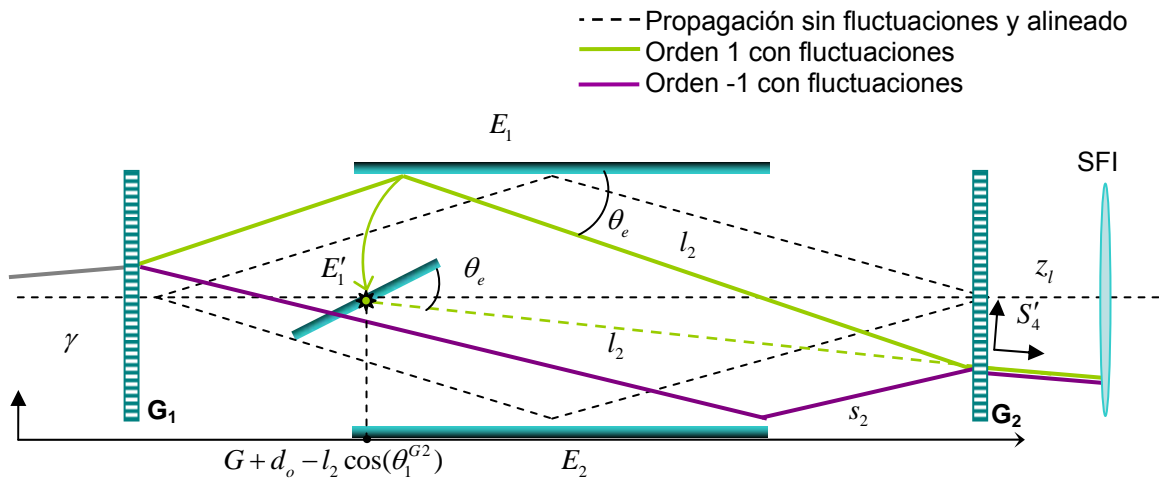
#### 4.4.3 EL SISTEMA DE ENFOQUE

En la sección 4.2 se indicó que uno de los posibles lugares donde ubicar el objeto bajo estudio es en el plano de uno de los espejos utilizados para desviar el haz del láser, por ejemplo en el espejo  $E_1$ . Así, para evaluar correctamente la distorsión del frente de ondas en esa posición se necesita usar un sistema formador de imágenes que enfoque dicho plano sobre la cámara, ya que de no contarse con el mismo se obtendría como resultado la distribución de fase que se desea medir (la del objeto) propagada hasta el detector.

Como sistema formador de imágenes se podrían usar por ejemplo un objetivo en la configuración Schwarzschild, un conjunto de espejos curvos o una placa zonal. Ahora bien, dado que en el estudio de este interferómetro, interesa principalmente analizar los requerimientos de estabilidad en la puntería del láser para poder implementar la técnica de corrimiento de fase, no es conveniente introducir cálculos complicados que modelen exactamente estos sistemas ópticos. En forma alternativa, y simplificando el proceso para obtener la fase incógnita que introduce el objeto en las coordenadas en donde se halla ubicado, se calcula primero la distribución de campo justo después de la segunda red, que como se mencionó en las secciones anteriores, está dada por la expresión del

campo en el sistema  $S$  evaluada en  $z = G + d_o$ , luego se debe antipropagar la distribución de campo en una longitud correspondiente a la posición en la que se encuentra el objeto. Este punto será aclarado a través de la figura 4.14.

En la figura 4.14 se puede observar que el espejo  $E_1$  del interferómetro puede reemplazarse por un objeto-espejo virtual  $E'_1$ , ubicado en una posición del espacio que está determinada por el resto de los parámetros del diseño del interferómetro.



**Figura 4.14:** Gráfico utilizado para el cálculo de la longitud de propagación medida en el eje  $z$  del sistema  $S$ . Esquema del objeto virtual  $E'_1$ . SFI= Sistema Formador de Imágenes

En la rama 1, el haz que parte del espejo con una inclinación  $\theta_e = -(\theta_1^{G_1} - \varphi)$  medida desde el espejo, tal como se explicó en la sección 4.3.4 y se observa en la figura 4.9, luego se difracta en la red, y dado que se utiliza el orden 1 de difracción, la orientación del haz emergente es  $\theta_1^{G_2}$  dada por la ecuación (4.44). Con dicha orientación el haz se dirige hacia el sistema formador de imágenes. Entonces, se puede pensar que los haces provienen de un espejo-objeto virtual  $E'_1$  que está ubicado a una distancia  $-l_2$  detrás de la red  $G_2$ , siendo esta distancia medida sobre la dirección que da la orientación del haz emergente de la red, tal como se muestra en la figura 4.14. El ángulo que forma el espejo  $E_1$  con respecto al haz es el mismo que el ángulo que forma el espejo-objeto virtual  $E'_1$  con respecto a la dirección de propagación del haz que emerge de la segunda red.

A partir de la figura, se puede calcular geoméricamente la posición en el eje  $z$  de laboratorio, en la que la prolongación hacia atrás del haz incide en el espejo virtual:

$$z_1 = G + d - l_1 \cos(\theta_1^{G_2}) \quad (4.83)$$

Las expresiones de las figuras de interferencia son evaluadas en la posición del espejo-objeto virtual  $E'_1$ , debido a que se desea hacer imagen de esa superficie. Dado que todo este cálculo fue realizado propagando en sentido inverso desde la segunda red hacia atrás, la distancia entre el objeto virtual y la segunda red es fija y depende únicamente del camino geométrico del haz entre el espejo y la segunda red. De este modo, la ubicación del sistema formador de imágenes y del detector CCD con respecto a la segunda red, resulta independiente de la posición del objeto virtual y da cuenta del aumento con el que se mide a dicha superficie en el detector. Es así como la posición donde se ubica al sistema formador de imágenes no es un parámetro de interés.

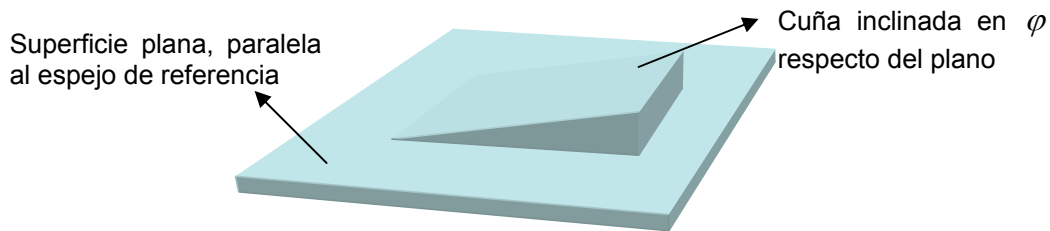
En el capítulo siguiente, se evalúan las expresiones obtenidas en este capítulo para calcular los diagramas de interferencia y las funciones error de la reconstrucción de la fase a partir de las cuales se determina la factibilidad de implementar este interferómetro.

## *CAPÍTULO 5*

---

### *ANÁLISIS DE LA RECONSTRUCCIÓN DE LA FASE.*

En este capítulo se estudia la factibilidad de que el interferómetro propuesto pueda ser utilizado con iluminación proveniente de un láser tal como el descrito en el capítulo 2. Para ello se realizan simulaciones numéricas del proceso interferométrico, en donde se tienen en cuenta los distintos parámetros constitutivos del dispositivo, así como las características del láser. Como se mencionó en el capítulo 4, el hecho de que la puntería del haz láser incidente en el interferómetro sea fluctuante, hace que aparezcan desfasajes espurios entre ambas ramas del mismo. Esto da lugar a fuentes de error en el proceso de reconstrucción de la fase introducida por el objeto bajo análisis. Así, con el propósito de estudiar este efecto, se simuló numéricamente una experiencia en la cual se evalúa el frente de ondas producido por el objeto ficticio esquematizado en la figura 5.1. Este consiste simplemente en una cuña que forma un ángulo  $\varphi$  con respecto a un plano, donde este plano podría ser directamente uno de los espejos que se utilizan en el interferómetro, por ejemplo el espejo  $E_1$  de la figura 4.3, o una superficie paralela al mismo. El otro espejo del interferómetro ( $E_2$ ), sirve como superficie de referencia. Lo que se desea evaluar es el ángulo  $\varphi$  que forma la cuña con el plano. La elección de este objeto, que idealmente introducirá una fase lineal, obedece por un lado, a que es sencillo de expresar dentro del formalismo de haces gaussianos y por el otro, facilita el análisis de los errores relacionados con las fases espurias.



**Figura 5.1:** Esquema del objeto utilizado para evaluar a la estabilidad del proceso de reconstrucción de la fase ante fluctuaciones aleatorias de la puntería del láser. El mismo está compuesto por una cuña sobre una superficie plana, paralela a uno de los espejos que conforman el interferómetro

En general, cuando se realiza una medición interferométrica empleando la técnica de corrimiento de fase, se ajusta el dispositivo de modo de trabajar cerca de *franja cero*, es decir, se busca que haya la menor cantidad posible de franjas de interferencia en el campo de visión del interferograma. En este caso se debería ajustar el plano sobre el que se halla la cuña, paralelo al espejo de referencia  $E_2$ . Así, en el caso ideal, en donde no hubiese problemas de puntería y bajo un ajuste perfecto, en la región correspondiente al plano no se observarían franjas y en la zona correspondiente a la cuña habría franjas rectilíneas equiespaciadas. Al extraer la fase, luego de realizar los cuatro interferogramas, se reconstruiría adecuadamente el frente de ondas introducido por este objeto. Si, por el contrario, las fluctuaciones en la puntería del láser estuviesen presentes, esta reconstrucción ya no correspondería a dos planos perfectos que forman un ángulo  $\varphi$  entre ellos. Con el objeto de analizar estos apartamientos de la situación ideal se debe calcular la distribución de fase en ambas regiones para distintos valores de fluctuaciones y luego encontrar qué tolerancias son admisibles si se desea aplicar correctamente esta técnica interferométrica.

En las siguientes secciones se muestra, en primer lugar, la elección de los parámetros de construcción del interferómetro. Luego, en la sección 5.2, se muestra el procedimiento de recuperación de la fase. Finalmente, en la sección 5.3, se evalúan los resultados obtenidos al calcular en ángulo de inclinación de la cuña y se analizan los errores de esta reconstrucción.

## 5.1 PARÁMETROS DE CONSTRUCCIÓN DEL INTERFERÓMETRO

En esta sección se muestran los valores de los parámetros de construcción del interferómetro, que se mantienen constantes durante las simulaciones. Estos son: la distancia entre el láser y la primera red  $d_o$ , la distancia entre redes  $G$ , el período de las redes  $p$ , y las distancias focales de los espejos  $f_1$  y  $f_2$  que conforman el telescopio. Para elegir y calcular los parámetros de construcción  $\{d_o, G, p, f_1, f_2\}$ , se considera que el interferómetro se encuentra perfectamente alineado, como se muestra en la figura 4.3.

El período de las redes  $p$  se eligió  $1000 \text{ l/mm}$ . Para este período, los ángulos de los haces difractados en la primera red, correspondientes a los órdenes  $\pm 1$  resultan

$$\theta_{\pm 1}^{\circ} = \text{ArcSin}\left(\pm \frac{\lambda}{p}\right) \sim \pm 2.7^{\circ} \quad (5.1)$$

Si bien la distancia  $d_o$  entre la cintura del haz y la primer red se eligió arbitrariamente igual a  $660 \text{ mm}$ , se tuvo en cuenta que se desea que toda el área de la red sea cubierta. Puesto que el tamaño de la cintura del haz es del orden de  $\sigma \sim 6 \mu\text{m}$  y la divergencia es del orden de  $\zeta = 5 \text{ mrad}$ , el tamaño del haz en la posición de la primer red  $d_o$  resulta

$$\sigma + 2d_o \tan(\zeta / 2) \sim 2.5 \text{ mm} \quad (5.2)$$

que es del orden del tamaño de redes que se pueden fabricar.

Dado que se desea obstruir el orden 0, se necesita elegir la distancia entre las redes ( $G$ ) de tal forma que los órdenes  $\pm 1$  queden suficientemente separados en la posición donde inciden sobre los espejos. Entonces, para calcular  $G$ , se considera que el haz se propaga con la misma divergencia a lo largo de su recorrido en el interferómetro, ya que siendo el tamaño de la red grande comparado con la longitud de



onda de iluminación, los efectos de difracción en el área de la red no resultan apreciables.

El ángulo difractado y la distancia entre las redes  $G$  determinan la posición en la que se ubica a los espejos. Como se explicó en el capítulo 4, esta distancia está dada por la ecuación (4.9), que se recuerda aquí nuevamente

$$(x_{p,\pm 1}, z_{p,\pm 1}) = \left( \frac{G}{2} \tan(\theta_{\pm 1}^o), \frac{G}{2} + d_o \right) \quad (5.3)$$

Si se considera que una distancia entre los espejos del orden de  $30mm$  permite tanto obturar el orden 0 no deseado como trabajar cómodamente a la hora de evaluar una superficie incógnita, entonces a partir de (5.3) se obtiene que  $G \sim 640mm$

La distancia entre la segunda red y el detector debe elegirse de manera de cubrir un área de la CCD que contenga del orden de  $500 \times 500$  pixels, que es también el tamaño de la malla elegida para realizar las evaluaciones.

Las distancias entre los espejos o placas zonales del telescopio se eligieron de manera tal de preservar la distancia  $d_o$  entre el la cintura del haz, a la salida del capilar, y la primer red  $G_1$  en un valor constante de  $660mm$ . De esta forma, si la distancia entre la salida del capilar y el primer espejo que conforma al telescopio se elige como  $a = 50mm$  y si además se utilizan dos espejos de distancia focal  $f_1 = 10mm$  y  $f_2 = 500mm$ , de forma de obtener un telescopio cuyo aumento es de  $50\times$ , entonces la distancia entre el segundo espejo y la red debe ser  $c = 100mm$  de manera que  $d_o = a + f_1 + f_2 + c = 660mm$ . Recordar que si bien el haz cubre toda la red, el propósito de utilizar el telescopio es obtener un haz más uniforme y con menor divergencia. En el apéndice II se encuentra una lista que resume todos los parámetros del interferómetro.

## 5.2 RECUPERACIÓN DE LA FASE

Las simulaciones de las mediciones se realizaron usando como objeto a caracterizar el descrito a comienzos de este capítulo. Dado que en la medición interferométrica de superficies en general se trabaja con apartamientos suaves de un plano, se elige la inclinación de la cuña de manera tal que se obtengan de dos a cinco franjas de interferencia en el área del detector.

El haz del láser se modela por un haz gaussiano que se propaga en el interferómetro en la aproximación paraxial y que cambia su incidencia entre disparos consecutivos. La distribución de intensidades sobre el plano final depende entonces de las constantes de construcción del interferómetro, del objeto bajo estudio y de las características del láser, en particular de las fluctuaciones en puntería que sufre el haz emergente.

Las constantes de construcción del interferómetro son la distancia entre la cintura del haz y la primera red ( $d_o$ ), la distancia entre las redes ( $G$ ), la posición donde se calcula el patrón de interferencia ( $z$ ) y las distancias focales del telescopio ( $f_1, f_2$ ). En este caso particular el objeto está caracterizado por el ángulo ( $\varphi$ ) que forma la cuña con el plano. En tanto las magnitudes que varían entre pulsos, e indican las fluctuaciones del haz incidente, son las coordenadas del centro del haz en el sistema de laboratorio ( $x_o, y_o$ ) y el ángulo de incidencia en la primera red ( $\gamma$ ).

En la sección 4.1, se ha explicado que para emplear el algoritmo de corrimiento de fase se necesitan cuatro interferogramas, cada uno de los cuales se obtiene mediante un pulso del láser distinto. Debido a las fluctuaciones en la puntería del láser y en la posición de su eje de emisión, cada pulso tendrá asociado un conjunto de valores diferentes de los parámetros que describen la incidencia del haz. A su vez, para la obtención de cada interferograma se introduce un defasaje global entre los haces que provienen de cada rama. Así, en la notación que será empleada en esta Tesis, un diagrama de interferencia obtenido mediante el pulso  $m$  y un corrimiento de fase  $\delta_m$ , tendrá asociado un conjunto de parámetros de fluctuación del láser, indicado como

$\{x_{om}, y_{om}, \gamma_m\}$ . La intensidad del patrón de interferencia correspondiente al corrimiento de fase  $\delta_m$ , está entonces dada por una expresión cuya dependencia se escribe aquí explícitamente como

$$I_m(x, y) = I(x, y, x_{om}, y_{om}, \gamma_m, d_o, G, z, \varphi, \delta_m, \omega) \quad (5.4)$$

donde  $x$  e  $y$  son las coordenadas del plano en donde se calcula al patrón de interferencia en el sistema de laboratorio (sección 4.4.3) y además  $\omega$  es la componente espectral que se está considerando. Las cuatro intensidades necesarias para la implementación del algoritmo están definidas como:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I(x, y, x_{o1}, y_{o1}, \gamma_1, d_o, G, z, \varphi, 0, \omega) \\ I_2(x, y) &= I(x, y, x_{o2}, y_{o2}, \gamma_2, d_o, G, z, \varphi, \pi/2, \omega) \\ I_3(x, y) &= I(x, y, x_{o3}, y_{o3}, \gamma_3, d_o, G, z, \varphi, \pi, \omega) \\ I_4(x, y) &= I(x, y, x_{o4}, y_{o4}, \gamma_4, d_o, G, z, \varphi, 3\pi/2, \omega) \end{aligned} \quad (5.5)$$

A partir de estos cuatro diagramas de interferencia, se recupera la diferencia de fase entre ambas ramas del interferómetro mediante el algoritmo de cuatro pasos, expresado a través la siguiente ecuación

$$\Omega(x, y, \{x_{om}, y_{om}, \gamma_m\}_{m=1,4}, d_o, G, z, \varphi, \omega) = \text{ArcTan} \left( \frac{I_4(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_3(x, y)} \right) \quad (5.6)$$

De aquí en adelante, para simplificar la notación se llamará con la letra  $\eta = \{x_{om}, y_{om}, \gamma_m\}_{m=1,4}$ , al conjunto de 12 parámetros correspondientes a los 4 pulsos del láser utilizados para la implementación del algoritmo.

Dado que en esta experiencia, simulada numéricamente, sólo se quiere evaluar si se recupera adecuadamente la fase que introduce la cuña con respecto al plano, se supondrá, a fin de evitar efectos de borde, que tanto el plano como la cuña se extienden en todos los puntos del espacio iluminados por el haz. Es decir, primero se calcula, para

todo punto del detector, la fase que introduce el plano con respecto al espejo de referencia  $E_2$ , tal como si la cuña no estuviese presente; luego se hace lo mismo para un plano inclinado en  $\varphi$ , como si ocupase todo el espacio objeto y posteriormente se restan ambos desfasajes. En la sección 5.3 se justificará este procedimiento.

Considerando entonces que primero se recupera la fase correspondiente al plano  $\varphi = 0 \text{ rad}$  a partir de cuatro interferogramas que tienen asociado un conjunto de parámetros  $\eta$ . Dicha fase la se denotará

$$\Omega_{\varphi=0,\eta}(x, y) = \Omega(x, y, \eta, d_o, G, z, \varphi = 0, \omega) \quad (5.7)$$

Para recuperar la fase correspondiente a la cuña se deberá hacer lo propio para un plano inclinado en  $\varphi$  pero se considerará que estos interferogramas son obtenidos con el mismo conjunto de parámetros  $\eta$  ya que si fuese un objeto real, los mismos disparos son los que iluminan ambas zonas del objeto. Así pues esa distribución de fase será notada como

$$\Omega_{\varphi,\eta}(x, y) = \Omega(x, y, \eta, d_o, G, z, \varphi, \omega) \quad (5.8)$$

Entonces, la fase introducida por la cuña se obtendrá a partir de la diferencia entre la expresión (5.8) y la (5.7). Esto es

$$R_{\varphi,\eta}(x, y) = \Omega_{\varphi,\eta}(x, y) - \Omega_{\varphi=0,\eta}(x, y) \quad (5.9)$$

Por último se designa con  $p$  al conjunto  $p = \{0, 0, 0\}_{m=1,4}$ , que representa al caso ideal sin fluctuaciones. Por lo tanto, cuando no hay fluctuaciones la reconstrucción será

$$R_{\varphi,p}(x, y) = \Omega_{\varphi,p}(x, y) - \Omega_{\varphi=0,p}(x, y) \quad (5.10)$$

Dado que el tamaño del haz sobre los espejos es del orden de 4mm de radio, las funciones definidas anteriormente serán evaluadas en aproximadamente  $20 \times 10^4$  puntos que equivalen al número de píxeles del detector, dentro de la zona de interés.

De esta manera reemplazando las variables continuas  $\{x, y\}$  por sus versiones discretizadas  $\{x_i, y_j\}_{i,j=1:M}$  en las expresiones (5.7), (5.8) y (5.9), se obtienen las fases en notación matricial

$$\Omega_{\varphi=0,\eta}^{i,j} = \Omega(x_i, y_j, \eta, d_o, G, z, \varphi = 0, \omega) \quad (5.11)$$

$$\Omega_{\varphi,\eta}^{i,j} = \Omega(x_i, y_j, \eta, d_o, G, z, \varphi, \omega) \quad (5.12)$$

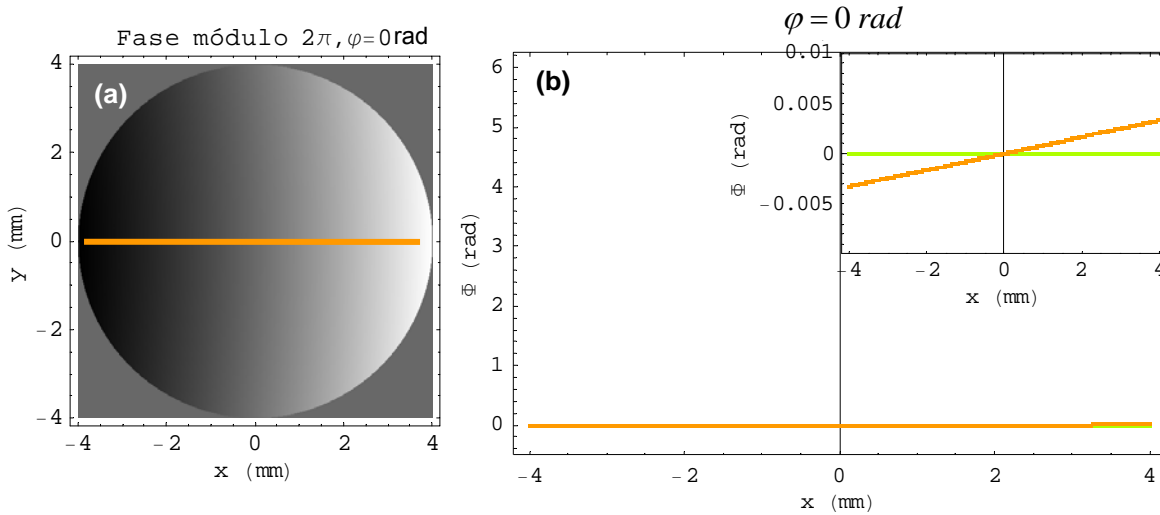
$$R_{\varphi,\eta}^{i,j} = \Omega_{\varphi,\eta}^{i,j} - \Omega_{\varphi=0,\eta}^{i,j} \quad (5.13)$$

$$R_{\varphi,p}^{i,j} = \Omega_{\varphi,p}^{i,j} - \Omega_{\varphi=0,p}^{i,j} \quad (5.14)$$

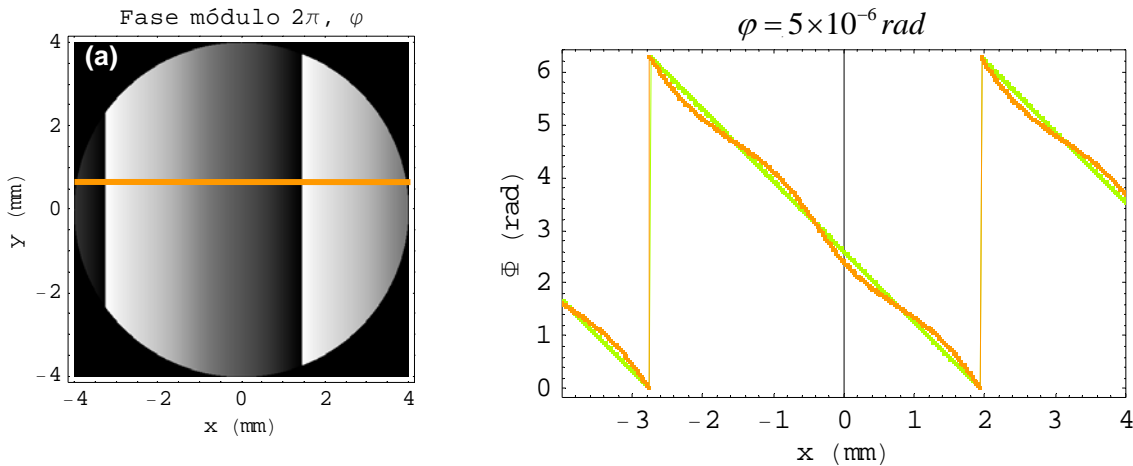
A modo de ejemplo (en la sección siguiente se hará un análisis profundo) se calcula la fase introducida por una cuña con una inclinación  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$  y considerando que  $x_o = 0 \text{ mm}$  e  $y_o = 0 \text{ mm}$ , lo que significa que el haz sale siempre centrado. Así las fluctuaciones, en este caso, se originan por cambios en la inclinación del haz  $\gamma$ . Se supondrá entonces, que el ángulo de incidencia  $\gamma$  toma cuatro valores aleatorios para los distintos pulsos dentro del rango  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ .

Primero se analiza que sucede con la fase correspondiente al plano  $\varphi = 0 \text{ rad}$ . En la figura 5.2 se muestra una imagen de la distribución de fase que se obtiene a partir de la ec. (5.11), cuando hay fluctuaciones de puntería con una tolerancia de  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ . En la misma figura, se grafica el caso ideal, esto es, el caso correspondiente a  $\Delta\gamma = 0 \text{ rad}$ , que obviamente corresponderá a una fase constante nula. Luego, se debe calcular la distribución de fase cuando la inclinación de la cuña está dada por  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$  (ecuación (5.12)). En la figura 5.3 se grafica a esta distribución y se la compara con el caso ideal. A partir de estas dos figuras se puede observar que para  $\varphi = 0 \text{ rad}$ , las diferencias entre el caso ideal ( $\Delta\gamma = 0 \text{ rad}$ , sin error

en la puntería) y el caso en que haya fluctuaciones con un error de  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ , son mucho menores que las correspondientes a  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$ . Esto será discutido con más detalle en la sección 5.3, en donde se calculan los errores de la reconstrucción de la fase.

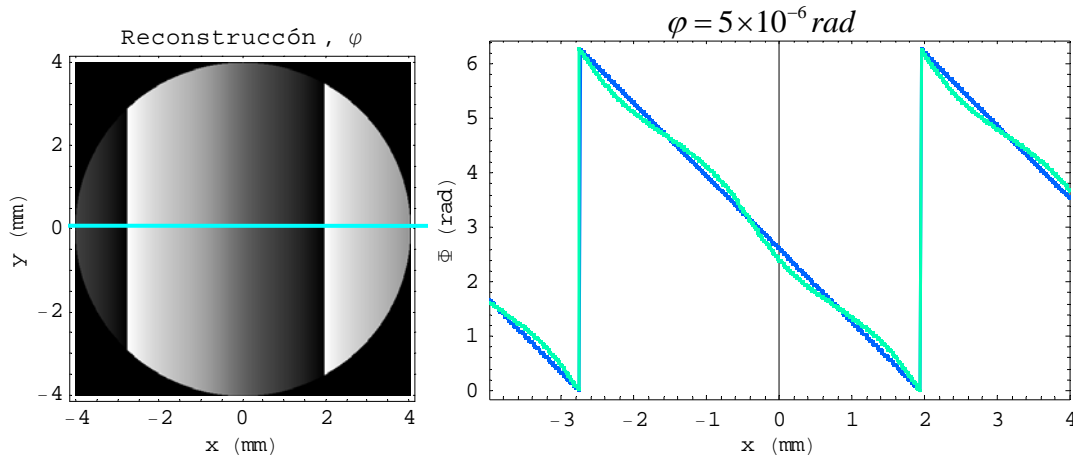


**Figura 5.2:** (a) Reconstrucción de la fase para el plano  $\varphi = 0 \text{ rad}$ , para una tolerancia  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ . (b) Perfil de la reconstrucción (naranja) superpuesto con la reconstrucción sin error (verde). Sobre la imagen arriba a la derecha se muestra una región ampliada del perfil de la fase



**Figura 5.3:** (a) Reconstrucción de la fase para  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$ , con una tolerancia en la puntería  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ . (b) Perfil de la reconstrucción (naranja) superpuesto con la reconstrucción sin error (verde).

Finalmente la reconstrucción de la fase relativa entre la cuña y el plano está dada por la ecuación (5.13) y se puede observar en la figura 5.4.



**Figura 5.4:** Reconstrucción de la fase de la cuña restando la referencia sin inclinación, para una tolerancia de  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ . A la derecha se observan el perfil de la reconstrucción (celeste) superpuesto con la reconstrucción sin error (azul).

Cabe resaltar que en realidad todas las fases  $\Omega_{o,\eta}^{i,j}$  y  $\Omega_{\phi,\eta}^{i,j}$  son obtenidas en módulo  $2\pi$ , dado que la función arcotangente en la ecuación (5.6) es cíclica. De este modo, para poder realizar los cálculos de sumas, restas y otras operaciones necesarias para evaluar las expresiones de la reconstrucción, como por ejemplo en las ecuaciones (5.13), primero se deben desenvolver las fases  $\Omega_{o,\eta}^{i,j}$  y  $\Omega_{\phi,\eta}^{i,j}$ , luego se realizan las operaciones requeridas y posteriormente se presentan los resultados en módulo  $2\pi$  nuevamente.

### 5.3 CÁLCULO Y ANÁLISIS DE ERRORES

La precisión en la medición en la reconstrucción de la fase de un interferómetro se determina a partir del criterio de la desviación cuadrática media, esto es tomando dos mediciones de la fase en las mismas condiciones experimentales y calculando la desviación cuadrática media de la diferencia de los frentes de ondas. Para un sistema bien calibrado este valor resulta menor que  $\lambda/100$ <sup>[178]</sup>. Sin embargo, esto no dice mucho de la exactitud del método, dado que para esto es necesario comparar a la medición con algún standard, y para esto se calcula la desviación cuadrática media de

las mediciones con respecto al valor esperado. En el caso analizado en esta Tesis, el valor esperado será el resultado del interferómetro sin fluctuaciones en el haz incidente. En ambos casos, el error calculado es llamado error rms, y es una magnitud estadística que, dado que está evaluada en toda en el área de medición, representa adecuadamente la performance del sistema de medición.

Muchas veces la exactitud de la medición es degradada debido a efectos que pueden ser compensados mediante su caracterización y su sustracción a la fase medida, como por ejemplo una superficie de referencia no muy precisa, aberraciones propias del interferómetro, etc. Otros errores que afectan tanto a la precisión como a la exactitud y que deben ser eliminados mejorando las condiciones experimentales son el ruido en la digitalización de las señales en el detector (se necesita tanto un nivel de digitalización alto como también una alta frecuencia de muestreo espacial) y las vibraciones mecánicas. Hay otros efectos que limitan la performance final del interferómetro; por ejemplo en el caso de la técnica de interferometría por corrimiento de fase, que es la que aquí se estudia, están los errores originados por no linealidades presentes tanto en el detector como en dispositivo utilizado para introducir los cambios de fase ó por mala calibración del mismo. Estos errores fueron discutidos por varios autores y están resumidos en un artículo escrito por Creath<sup>[178]</sup>. En el mismo se muestra que los errores debidos a no linealidades en los cambios de fase se manifiestan con la aparición de armónicos superiores en el mapa de fase y que los mismos disminuyen con el aumento del número de pasos. En cuanto a las no linealidades en el medio de detección se muestra que no afectan a la recuperación de la fase cuando se usa el algoritmo de cuatro pasos, mientras que causa errores muy grandes si se usa el algoritmo de tres pasos. Un error mucho menos analizado es el debido a las inestabilidades en el haz incidente, ya que en general para este tipo de interferómetros, se utilizan láseres estabilizados en potencia, que emiten en forma continua y en los cuales la puntería fluctúa muy poco. Dado que esas no son las características que posee el láser EUV, resulta de interés analizar cuáles son las tolerancias en estos parámetros que permiten aún realizar un proceso de reconstrucción de fase con exactitud.



### 5.3.1 ERROR ABSOLUTO, EXACTITUD Y PRECISIÓN DE LA RECUPERACIÓN DE LA FASE

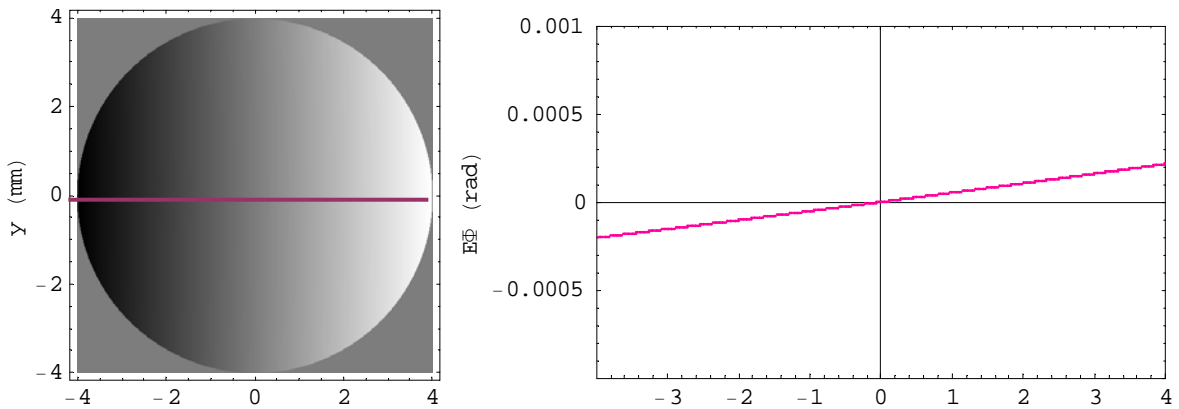
En primer lugar, se estiman los errores en la reconstrucción de la fase  $\Omega_{\varphi,\eta}^{i,j}$ . Para ello se definirá a  $E_{\varphi,\eta}^{i,j}$  como la matriz de las desviaciones de  $\Omega_{\varphi,\eta}^{i,j}$  con respecto al caso ideal, para un plano con inclinación genérica  $\varphi$

$$E_{\varphi,\eta}^{i,j} = \Omega_{\varphi,\eta}^{i,j} - \Omega_{\varphi,p}^{i,j} \quad (5.15)$$

Luego, el error absoluto rms asociado a  $\Omega_{\varphi,\eta}$  está dado por

$$\zeta_{\Omega_{\varphi,\eta}} = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} (E_{\varphi,\eta}^{i,j})^2}{N}} \quad (5.16)$$

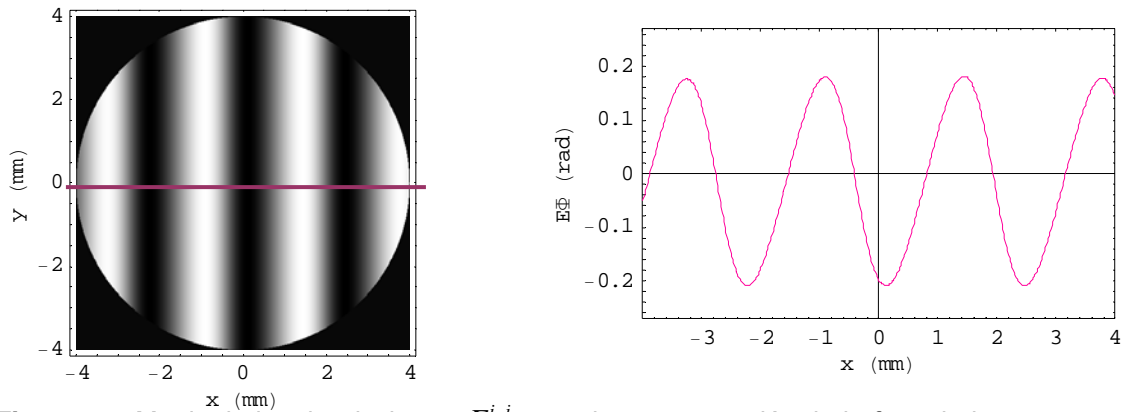
Por ejemplo, en la figura 5.5 se representa la matriz de las desviaciones  $E_{\varphi=0,\eta}^{i,j}$ , para el caso de la reconstrucción de la fase  $\Omega_{\varphi,\eta}^{i,j}$  cuando  $\varphi = 0 \text{ rad}$  (esto es  $\Omega_{\varphi=0,\eta}$ ) y la tolerancia en la puntería del láser es  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ . Luego de sumar las desviaciones cuadráticas, como es indicado en la ecuación (5.16), se obtiene que el error absoluto obtenido para este caso es  $\zeta_{\Omega_{\varphi=0,\eta}} \approx 0.0012 \text{ rad}$  que equivale a  $\lambda / 5200$ .



**Figura 5.5:** Matriz de las desviaciones  $E_{\varphi=0,\eta}^{i,j}$  cuando  $\varphi = 0 \text{ rad}$  y para una tolerancia de  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ .

Análogamente, en la figura 5.6, se representa la matriz de las desviaciones  $E_{\varphi,\eta}^{i,j}$  obtenida al evaluar la recuperación de la fase introducida por una cuña que posee un ángulo  $\varphi = 5 \cdot 10^{-6} \text{ rad}$  y donde la tolerancia en la puntería del láser es  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ . Luego, el error absoluto asociado a  $\Omega_{\varphi,\eta}$ , para el caso aquí ejemplificado, resulta  $\zeta\Omega_{\varphi,\eta} \approx 0.106 \text{ rad}$  lo que equivale a  $(\lambda / 59)$ .

En esta figura se observa que la desviación resulta en una modulación periódica. Si se compara este resultado con el de las figuras 5.3 o 5.4, se puede concluir que el período de esta modulación es del orden del doble que el período de las franjas que se desean medir. Estas ondulaciones, que aparecen debido a las fluctuaciones en los parámetros de incidencia del haz, y que se manifiestan tanto en las funciones de error como en la fase reconstruida, fueron observadas en todo el rango de tolerancias utilizadas en las simulaciones de este capítulo.



**Figura 5.6:** Matriz de las desviaciones  $E_{\varphi,\eta}^{i,j}$  para la reconstrucción de la fase de la cuña, para una tolerancia de  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ .

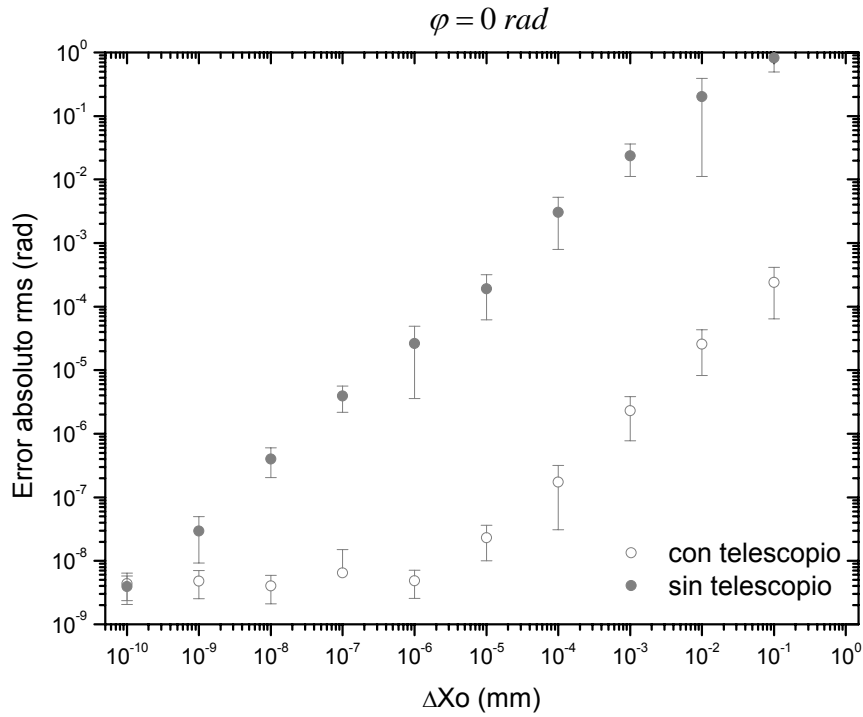
Se analiza ahora, el comportamiento del error absoluto  $\zeta\Omega_{\varphi,\eta}$  como función de la tolerancia, para fluctuaciones en la puntería del haz  $\Delta\gamma$  y para fluctuaciones en el eje de emisión  $\Delta\alpha$ .

Dado que las fluctuaciones del láser son un fenómeno que varía al azar, para simular los distintos pulsos se generan números aleatorios dentro del intervalo de tolerancia elegido, que representan al conjunto de parámetros  $\eta$ . Así pues, con el fin de estimar el error asociado a cada rango de tolerancia se realizaron del orden de doce

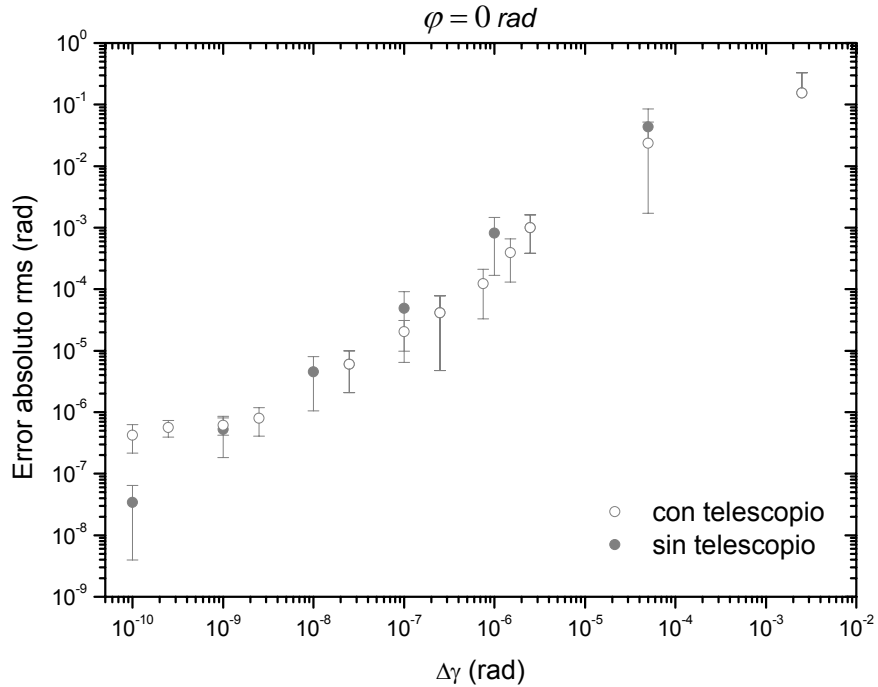
extracciones de fase, cada una de ellas se efectuó con un conjunto  $\eta$  distinto. Una vez obtenidas las doce fases y los valores del error absoluto asociado a cada una de ellas, se calculó el error absoluto medio y la dispersión de los mismos. De este modo, en las figuras subsiguientes, donde se grafica error absoluto, la exactitud y la precisión en función de la tolerancia, cada punto representa el valor medio de los errores obtenidos para las 12 reconstrucciones y las barras de error a la dispersión de estos valores.

En primer lugar se analizan los errores absolutos en la reconstrucción de la fase, cuando se estudia la zona del objeto en la cual la inclinación es  $\varphi = 0 \text{ rad}$ , como función de la tolerancia. Este error será llamado  $\zeta \Omega_{\varphi=0,\eta}$  y es calculado a partir de la ecuación (5.16). En la figura 5.7 se observan los valores obtenidos cuando las fluctuaciones se producen en el posicionado del eje de emisión  $x_o$ . Por otro lado en la figura 5.8 se observan los valores de error obtenidos cuando se desea estudiar la influencia de las fluctuaciones del ángulo de incidencia  $\gamma$ . Para ambos casos se analiza además la influencia del sistema telescópico descrito en la sección 4.4.2, esto es, se muestran los resultados obtenidos para una divergencia del haz  $\theta = 0.005 \text{ rad}$  y para una divergencia  $\theta = 0.0001 \text{ rad}$  correspondiente al uso de un telescopio con aumento  $50\times$ . Los máximos rangos de tolerancia en puntería analizados corresponden a errores en la reconstrucción de la fase del orden de  $\lambda/10$  ya que valores de error mayores hacen que el interferómetro no alcance los requerimientos de precisión usualmente establecidos para este tipo de mediciones.

Como era de esperar en ambos casos el error rms aumenta al incrementarse la tolerancia en la variación de puntería, sin embargo puede observarse que el dispositivo es más sensible a fluctuaciones en el ángulo de incidencia que a desplazamientos del eje de emisión. Por otra parte en este caso particular ( $\varphi = 0 \text{ rad}$ ) el sistema telescópico parece aumentar la tolerancia a desplazamientos en el eje pero no parece influir notoriamente en la performance del interferómetro al considerar las variaciones en el ángulo de incidencia. A continuación, se verá que esto no es así en el caso de la cuña que posee una inclinación  $\varphi$  respecto del plano.



**Figura 5.7:** Error absoluto en la reconstrucción de fase para  $\varphi = 0 \text{ rad}$  como función de la tolerancia en las fluctuaciones en la posición del eje de emisión  $x_o$ . Los puntos llenos corresponden al sistema sin telescopio y los vacíos al sistema con un telescopio de aumento  $50\times$

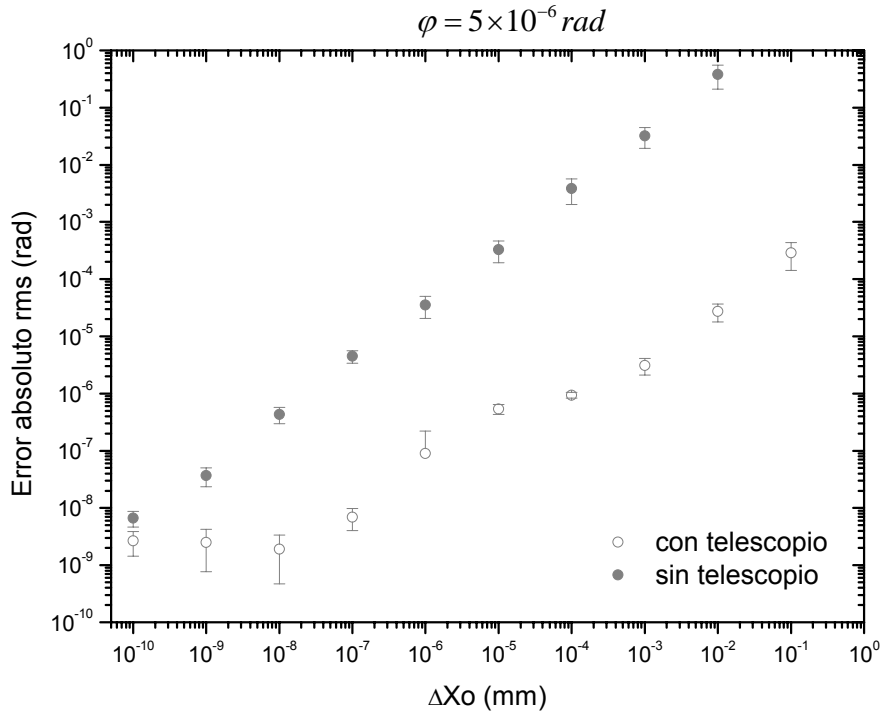


**Figura 5.8:** Error absoluto en la reconstrucción de fase para  $\varphi = 0 \text{ rad}$  como función de la tolerancia en las fluctuaciones del ángulo de incidencia  $\gamma$ . Los puntos llenos corresponden al sistema sin telescopio y los vacíos al sistema con un telescopio de aumento  $50\times$ .

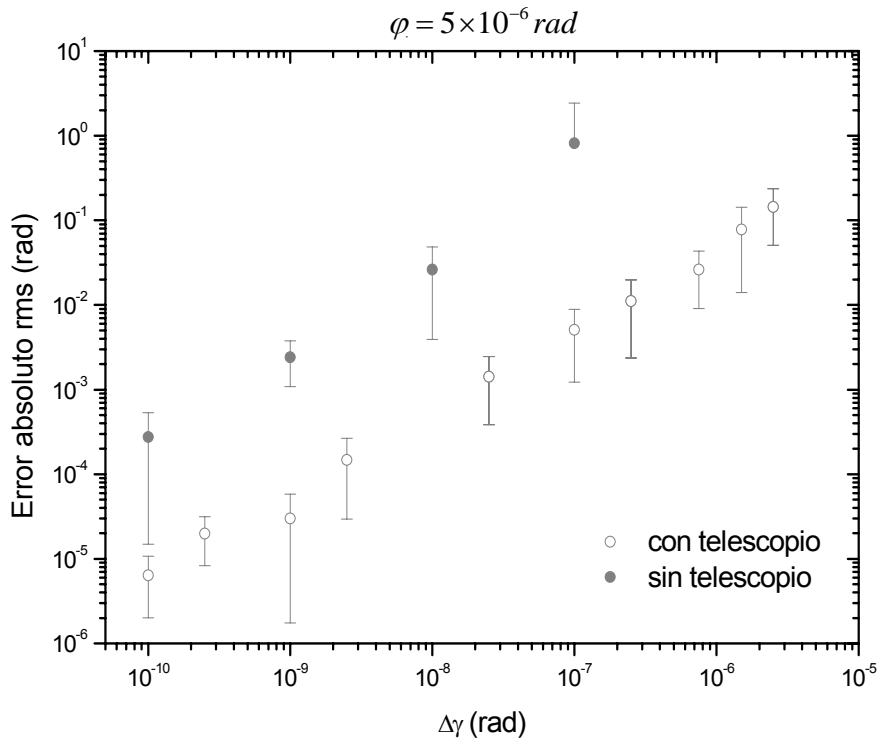
Se analiza ahora, el caso de una cuña cuya inclinación es  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$ . En la figura 5.9 se muestran los errores debidos a las fluctuaciones en el posicionado del eje de emisión  $x_o$ . Por otro lado en la figura 5.10 se observan los resultados obtenidos cuando las fluctuaciones son debidas a cambios en el ángulo de incidencia  $\gamma$ . En este caso también se comparan los resultados obtenidos para una divergencia del haz de  $\theta = 0.005 \text{ rad}$  y para divergencia  $\theta = 0.0001 \text{ rad}$  (con sistema telescópico).

Nuevamente, se observa el crecimiento del error rms con el aumento de la tolerancia, sin embargo en este caso sí es notoria la mejora introducida por el sistema telescópico. Puede comprenderse este comportamiento si se tiene en cuenta que al expandir y colimar el haz con el telescopio lo que se logra es tener un haz cuyo frente de ondas es más plano y por lo tanto sus variaciones espaciales son más suaves que en el caso sin expandir.

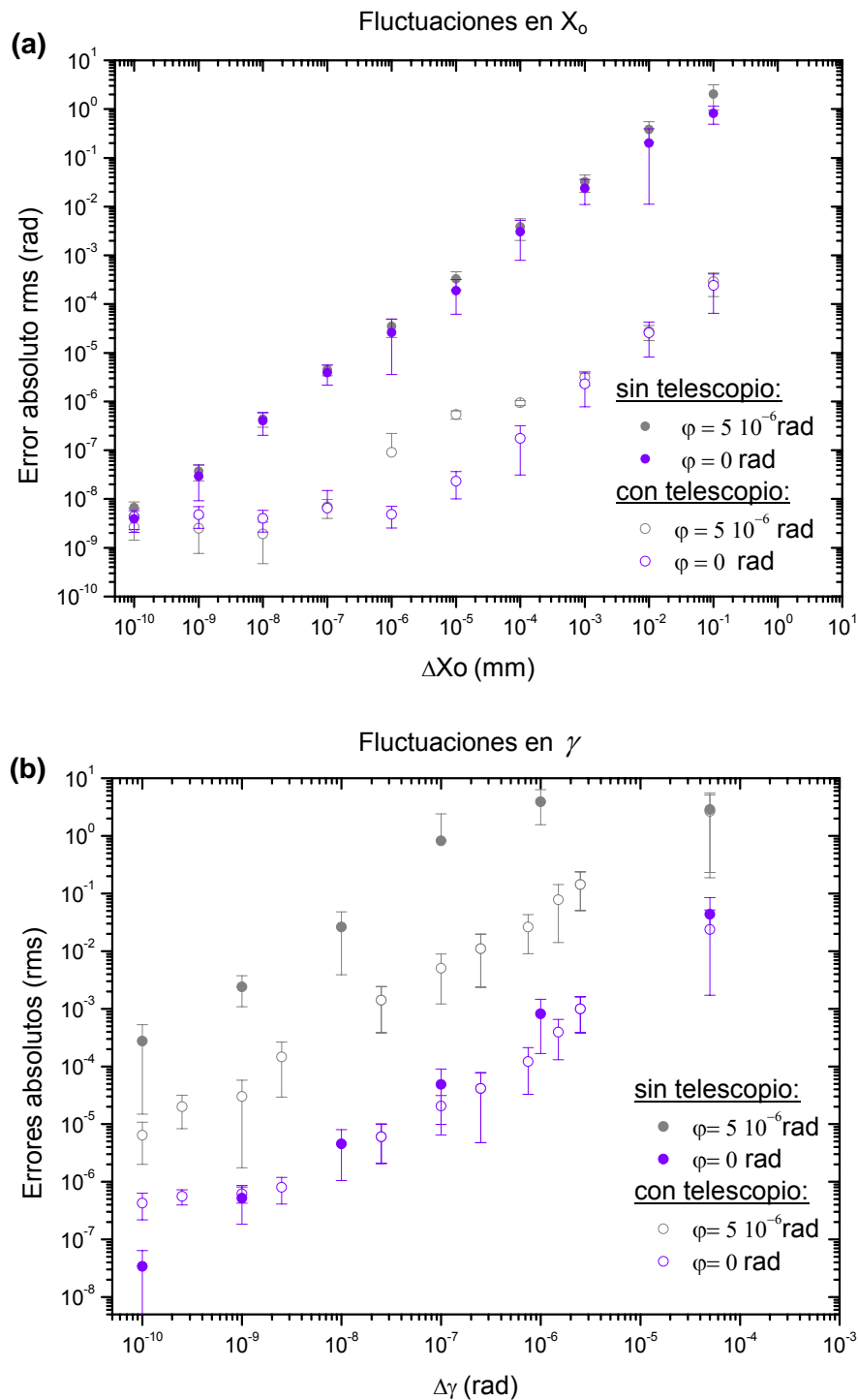
A modo de resumen en la figura 5.11 se comparan los errores obtenidos en la reconstrucción de la fase para el plano  $\varphi = 0 \text{ rad}$  y para la cuña con inclinación  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$ . Por un lado, cuando las fluctuaciones son debidas a traslaciones del eje de emisión  $x_o$ , no se observan diferencias significativas con el cambio de ángulo. El uso del sistema expensor y colimador disminuye al error en un factor de hasta 4 órdenes de magnitud. Por el otro, a partir de esta figura, puede observarse que para fluctuaciones en el ángulo de incidencia, el error en la determinación de la fase correspondiente al plano  $\varphi = 0 \text{ rad}$  es cuatro órdenes de magnitud más chico que para la cuña formando un ángulo distinto de cero. En este último caso, el sistema telescópico disminuye al error en dos órdenes de magnitud. Recordando que el plano  $\varphi = 0 \text{ rad}$  es un plano paralelo al espejo de la rama de referencia, resulta evidente que pequeñas fluctuaciones en el ángulo de incidencia se incrementan al incidir sobre zonas que se apartan de esta condición.



**Figura 5.9:** Error absoluto en la reconstrucción de la fase como función de la tolerancia, para errores producidos por fluctuaciones en el eje de emisión  $x_o$  cuando se considera una cuña que forma un ángulo  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$



**Figura 5.10:** Error absoluto en la reconstrucción de la fase como función de la tolerancia, para errores producidos por fluctuaciones en el ángulo de incidencia cuando se considera una cuña que forma un ángulo  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$



**Figura 5.11:** Gráfico comparativo del error absoluto de la reconstrucción de fase para diferentes ángulos de tilt (gris) y sin tilt (violeta) como función de la tolerancia, para todas las simulaciones realizadas. En (a) el parámetro fluctuante es el eje de emisión  $x_o$ . En (b) el parámetro fluctuante es el ángulo de incidencia  $\gamma$

Se analiza ahora la exactitud del método, esto es, cuanto se aparta el valor medido del valor esperado. La distribución de fase introducida por la cuña respecto de la región plana del objeto mostrado en la figura 5.1 vendrá dada por la ecuación (5.13), que se copia aquí nuevamente

$$R_{\varphi,\eta}^{i,j} = \Omega_{\varphi,\eta}^{i,j} - \Omega_{\varphi=0,\eta}^{i,j} \quad (5.17)$$

La matriz de las desviaciones en este caso será

$$\begin{aligned} \Delta_{\varphi,\eta}^{i,j} &= R_{\varphi,\eta}^{i,j} - R_{\varphi,p}^{i,j} = (\Omega_{\varphi,\eta}^{i,j} - \Omega_{\varphi,p}^{i,j}) - (\Omega_{\varphi=0,\eta}^{i,j} - \Omega_{\varphi=0,p}^{i,j}) \\ &= E_{\varphi,\eta}^{i,j} - E_{\varphi=0,\eta}^{i,j} \end{aligned} \quad (5.18)$$

donde  $E_{\varphi,\eta}^{i,j}$  y  $E_{\varphi=0,\eta}^{i,j}$  son calculadas a partir de la ecuación (5.15). Continuando con el ejemplo para ángulo de inclinación  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$  y una tolerancia de  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ , la distribución espacial de  $\Delta_{\varphi,\eta}^{i,j}$  en el área de medición, es muy similar a la de la figura 5.6, dado que  $E_{\varphi=0,\eta}^{i,j}$  es despreciable frente a  $E_{\varphi,\eta}^{i,j}$ . Luego, la exactitud se calcula a partir de la ecuación:

$$\zeta R\varphi_\eta = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} (\Delta_{\varphi,\eta}^{i,j})^2}{N}} \quad (5.19)$$

Esta cantidad define la exactitud del cálculo, dado que se compara a la fase obtenida cuando hay fluctuaciones con el valor esperado cuando no las hay. Para el ejemplo mostrado se obtiene que para una tolerancia  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ , la exactitud vale  $\zeta R\varphi_\eta = 0.106 \text{ rad}$ , o equivalentemente  $\zeta R\varphi_\eta = \lambda / 59$ .

Los valores de  $\zeta R\varphi_\eta$  en función de la tolerancia para un ángulo de inclinación de  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$  se pueden observar en las siguientes figuras. En la figura 5.12 se observan los valores obtenidos cuando los errores se deben a las fluctuaciones en el



posicionado del eje de emisión  $x_o$ , mientras que en la figura 5.13 se muestran los valores alcanzados teniendo en cuenta que el parámetro fluctuante es  $\gamma$ . En ambos casos se realizan cálculos para una divergencia del haz de  $\theta = 0.005 \text{ rad}$  y para divergencia  $\theta = 0.0001 \text{ rad}$ .

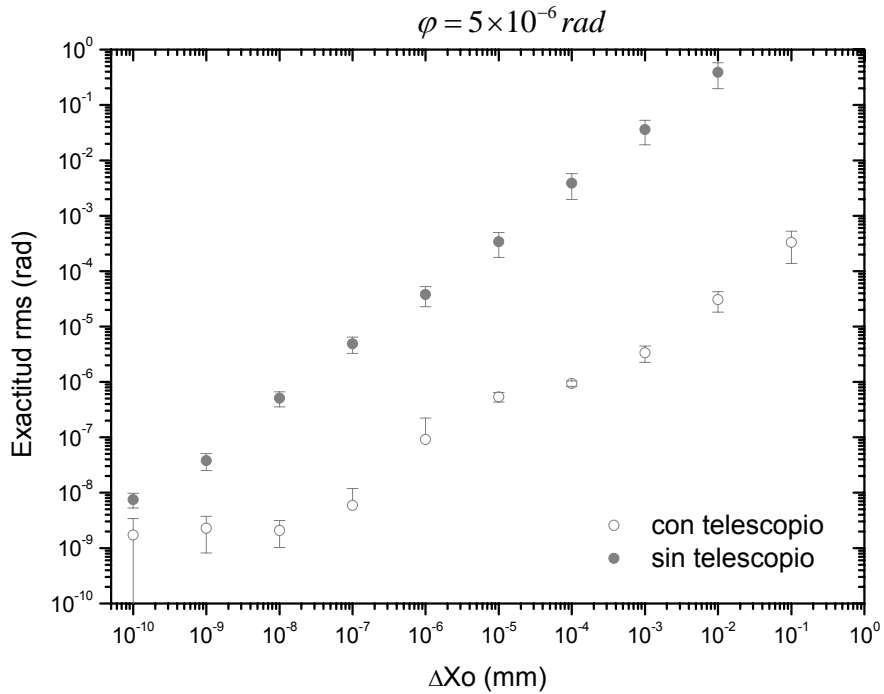
La precisión de las mediciones está dada por la diferencia entre dos mediciones realizadas sobre el mismo sistema, donde lógicamente cada medición fue realizada con un conjunto de parámetros diferentes  $\eta$  y  $\eta'$ . Esto es, dado

$$\text{Pr}_{\eta,\eta'}^{i,j} = R\varphi_{\eta}^{i,j} - R\varphi_{\eta'}^{i,j} \quad (5.20)$$

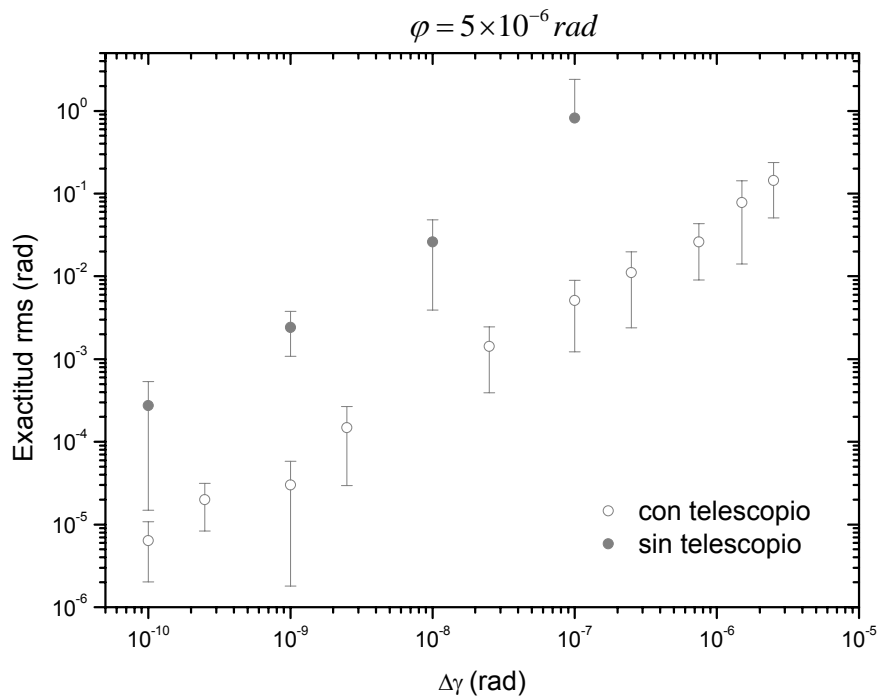
Luego, se calcula la suma cuadrática a partir de  $\text{Pr}_{\eta,\eta'}^{i,j}$ , esto es

$$\zeta \text{Pr} = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} (\text{Pr}_{\eta,\eta'}^{i,j})^2}{N}} \quad (5.21)$$

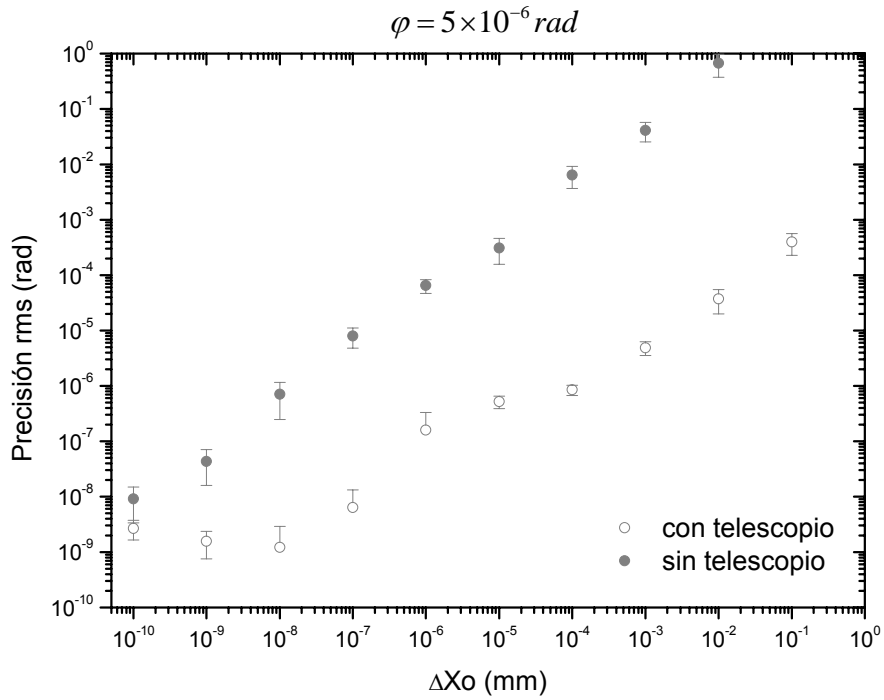
Para el caso ejemplificado anteriormente, utilizando una inclinación de  $\varphi = 5 \cdot 10^{-6} \text{ rad}$  y tolerancia  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$  se obtiene una precisión  $\zeta \text{Pr} = 0.28 \text{ rad}$ , o equivalentemente  $\lambda / 22$ . Los resultados obtenidos en función de la tolerancia, se muestran en las siguientes figuras. Nuevamente se considera un ángulo de inclinación para la cuña de  $\varphi = 5 \cdot 10^{-6} \text{ rad}$ , y se analizan los casos en que los errores se deben a las fluctuaciones en el eje de emisión del láser  $x_o$  (figura 5.14) y cuando se deben a las fluctuaciones del ángulo de incidencia  $\gamma$  (figura 5.15).



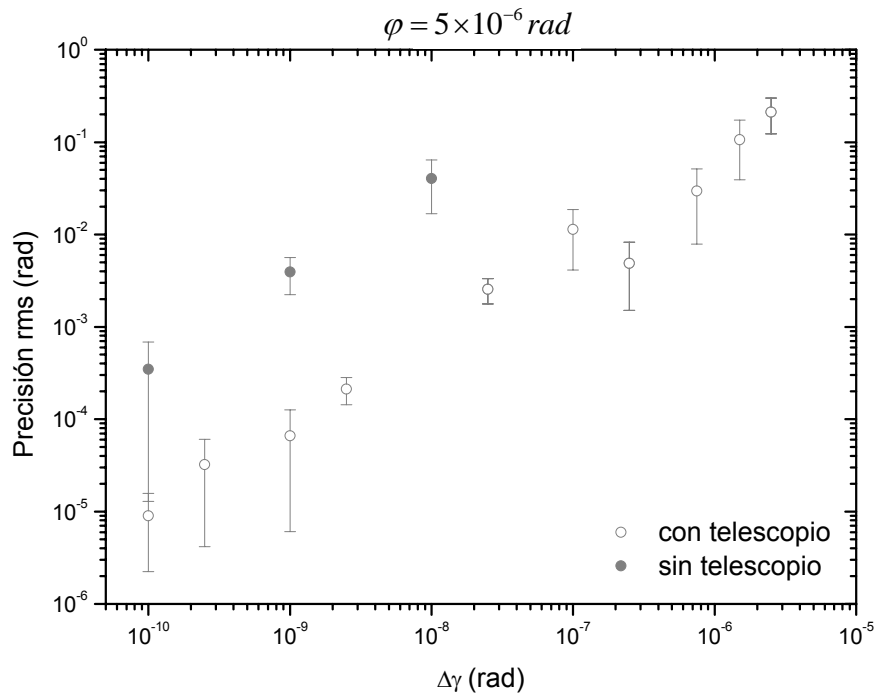
**Figura 5.12:** Exactitud de la reconstrucción de la fase introducida por una cuña con inclinación  $\varphi = 5 \times 10^{-6}$  rad en función de la tolerancia, cuando hay fluctuaciones en  $x_o$ . Se muestran los casos correspondientes a utilizar un sistema telescópico (puntos vacíos) y a no usarlo (puntos llenos)



**Figura 5.13:** Exactitud de la reconstrucción de la fase introducida por una cuña con inclinación  $\varphi = 5 \times 10^{-6}$  rad en función de la tolerancia, cuando las fluctuaciones ocurren en  $\gamma$ . Se muestran los casos correspondientes a utilizar un sistema telescópico (puntos vacíos) y a no usarlo (puntos llenos)



**Figura 5.14:** Precisión de la reconstrucción de la inclinación del espejo en función de la tolerancia, cuando el parámetro fluctuante es  $x_o$

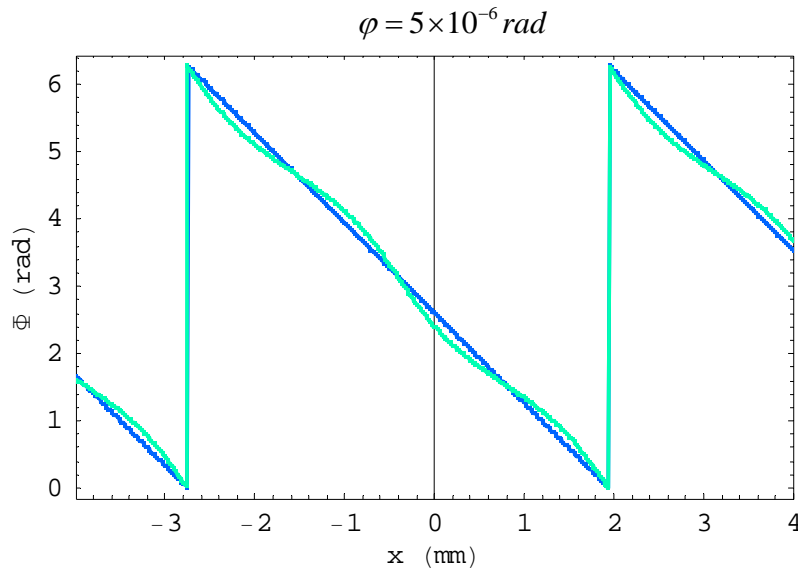


**Figura 5.15:** Precisión de la reconstrucción con tilt en función de la tolerancia. Comparación para fluctuaciones en  $\gamma$  con y sin telescopio

### 5.3.2 DETERMINACIÓN DEL ÁNGULO DE INCLINACIÓN DE LA CUÑA

El ángulo de inclinación de la cuña se determina a partir de la pendiente de la distribución de fase, como se explicará a continuación. En la figura 5.16 se muestra un corte transversal a la dirección de las franjas de interferencia, que corresponde a una reconstrucción típica de fase, tal como fue también mostrado en las figuras 5.4. Esta reconstrucción está calculada a partir de la ecuación (5.9) que se escribe aquí nuevamente

$$R_{\varphi,\eta} = \Omega_{\varphi,\eta} - \Omega_{\varphi=0,\eta} \quad (5.22)$$



**Figura 5.16:** Perfil de la reconstrucción de la fase, en color azul se observa la fase sin errores, en color celeste la fase con una tolerancia de  $\Delta\gamma = \pm 10^{-7} \text{ rad}$ .

Se busca alinear la parte plana del objeto de la figura 5.1 de manera que no se observen franjas de interferencia. De este modo su inclinación con respecto al espejo de referencia es nula, por lo tanto la distribución de fase correspondiente a esa zona del objeto debería ser cero en valor medio, o constante, con fluctuaciones debidas a que los parámetros de incidencia del haz en el interferómetro varían entre distintos pulsos. Esta fase fue expresada como  $\Omega_{\varphi=0,\eta}$ . Además se vio que el error rms en la fase cuando  $\varphi = 0 \text{ rad}$ , es despreciable en comparación al error de la fase producida por una cuña

de inclinación  $\varphi$  (esto es  $\Omega_{\varphi,\eta}$ ), de modo que el error en la reconstrucción de  $\Omega_{\varphi=0,\eta}$  no pesará en el cálculo final. Además como  $\Omega_{\varphi=0,\eta}$  es aproximadamente cero, la reconstrucción de la fase de la cuña dada en la ecuación (5.22) se podrá aproximar por

$$R_{\varphi,\eta} \approx \Omega_{\varphi,\eta} \quad (5.23)$$

Idealmente la distribución de fase introducida por la cuña con respecto al haz de referencia variará linealmente de modo que tendrá una expresión del tipo:

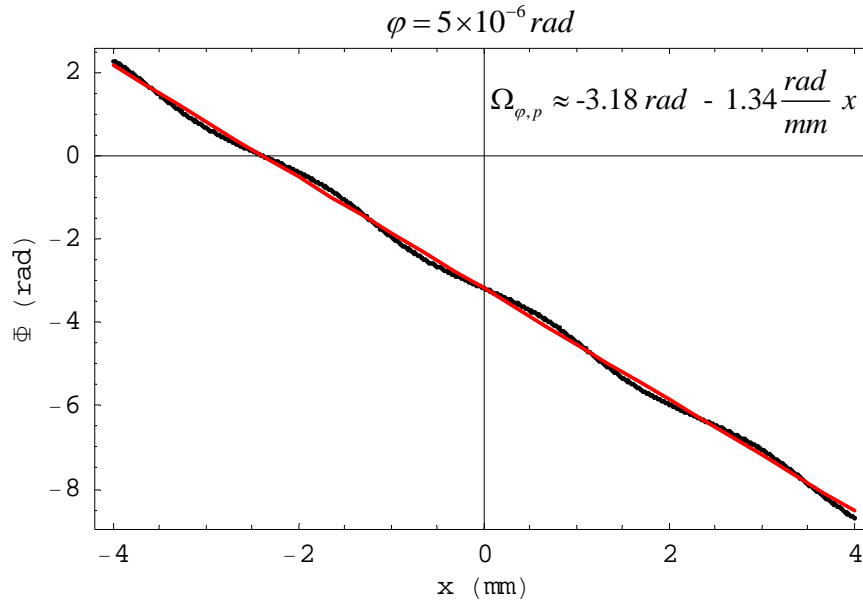
$$\Omega_{\varphi,p} = k x \sin(\chi) \quad (5.24)$$

donde  $k = 2\pi / \lambda$  y  $\chi$  es el ángulo entre los dos haces que emergen del interferómetro, el cual puede determinarse a partir de la pendiente  $m = k \sin(\chi)$  de la función lineal expresada en esta ecuación. Lo que se busca es relacionar el ángulo que forman estos dos haces con el ángulo de inclinación de la cuña.

Como primer paso se debe llevar a cabo un desenvolvimiento de fase, dado que la distribución obtenida a partir del algoritmo de corrimiento de fase se obtiene en módulo  $2\pi$ . Luego se debe realizar un ajuste de la fase mediante la función lineal expresada en (5.24). Un ejemplo de perfil de fase desenvuelta con el ajuste correspondiente se puede observar en la figura 5.17.

A partir del ajuste lineal, se determina la pendiente  $m$  y luego a partir de ella se calcula el ángulo de inclinación que hay entre los haces correspondientes a la rama 1 con respecto de la -1 a la salida de la segunda red

$$\chi = \text{ArcSin}(m / k) \quad (5.25)$$



**Figura 5.17:** Fase desenvuelta (negro) y ajuste lineal (rojo) a partir del cual se determina el ángulo de inclinación de la cuña

Como fue mencionado en el capítulo 4, mediante la reconstrucción se obtiene la diferencia de fase entre los haces a la salida del interferómetro. Sin embargo, dado que la rama -1 del interferómetro se ve poco afectada por las fluctuaciones en los parámetros de incidencia, el ángulo con el que el haz de esta rama sale del interferómetro es aproximadamente cero. Luego, el haz proveniente de la rama 1, que es el que contiene la información de la distorsión de la fase producida por la cuña, emerge de la red con una inclinación  $\chi$  determinada por la ecuación anterior y entonces este ángulo es el correspondiente al orden 1 difractado en la segunda red del interferómetro. Por lo que fue explicado en la sección 4.3.4, este haz difractado es producido cuando se incide sobre la segunda red con un ángulo  $-(\theta_1^{G_1} - 2\varphi)$  donde  $\varphi$  es la inclinación de la cuña y  $\theta_1^{G_1}$  es el ángulo correspondiente al orden 1 difractado en la primera red cuando el ángulo de incidencia es  $\gamma$ . De modo que se determina el ángulo de inclinación a partir de la ecuación de la red, para un ángulo de incidencia  $-(\theta_1^{G_1} - 2\varphi)$  y el ángulo difractado, determinado por la ecuación (5.25)

$$\sin(\chi) - \sin(-(\theta_1^{G_1} - 2\varphi)) = \frac{\lambda}{p} \quad (5.26)$$

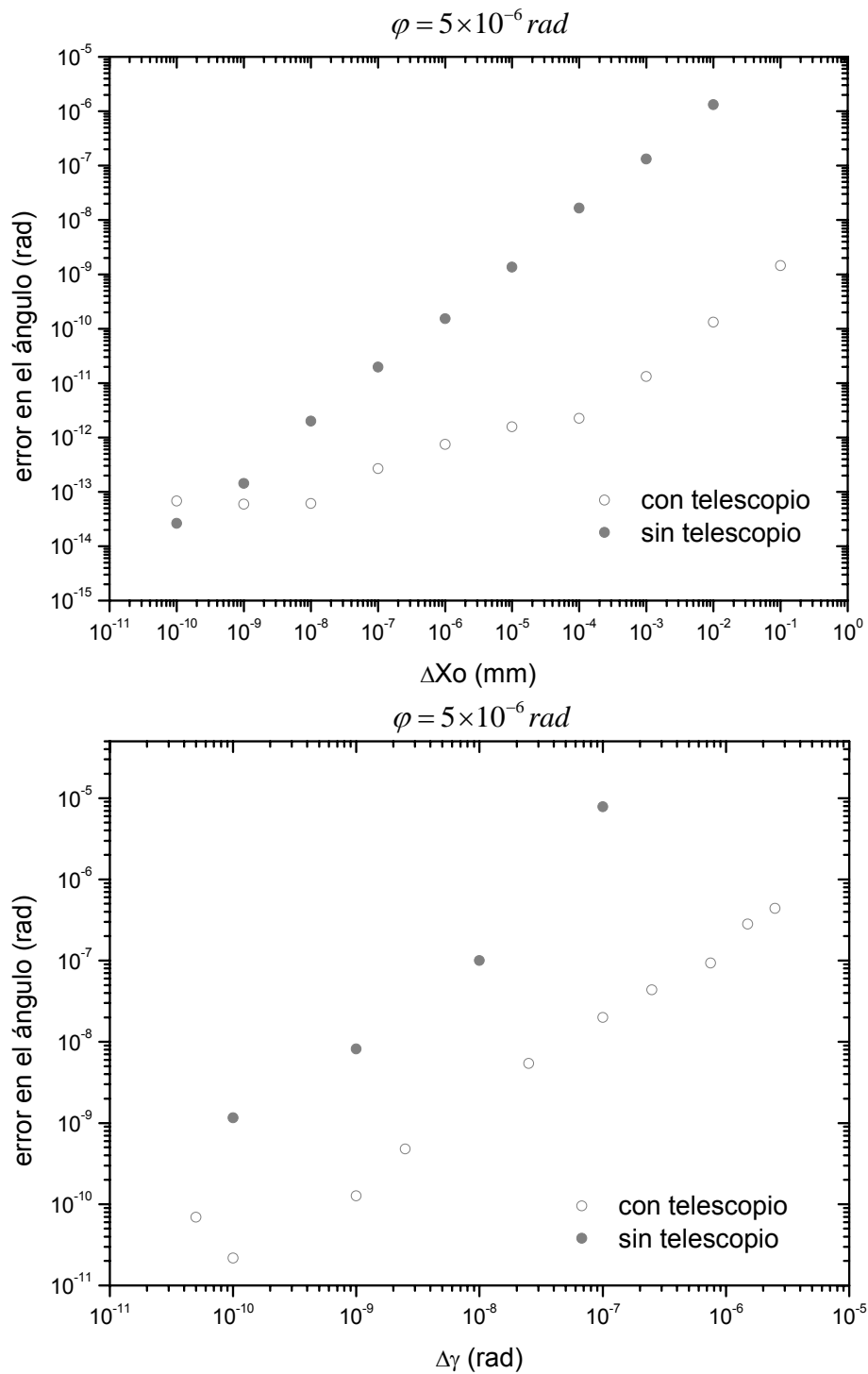
Luego, despejando  $\varphi$  se obtiene

$$\varphi = \left[ \theta_1^{G_1} - \text{ArcSin} \left( \frac{\lambda}{p} - \sin(\chi) \right) \right] \frac{1}{2} \quad (5.27)$$

Dado que el ángulo de incidencia en la primer red es cero en valor medio, reemplazando  $\gamma$  por  $\bar{\gamma} = 0 \text{ rad}$  se obtiene el valor medio del ángulo de inclinación  $\bar{\varphi}$ . Luego, para obtener el error en  $\varphi$ , se propagan errores a partir de la expresión (5.27), considerando los errores en el ángulo de incidencia  $\gamma$  y el error en el cálculo de  $\chi$ .

Se calculó el ángulo de inclinación para cada rango de tolerancias en las situaciones comentadas a lo largo de este capítulo (fluctuaciones en el ángulo de incidencia, fluctuaciones en el eje de emisión, con telescopio y sin telescopio). A partir de las simulaciones se recuperó el valor de inclinación, tomando un promedio de todos los datos simulados para cada tolerancia. Esto es, dada una tolerancia, se tienen del orden de 12 matrices para la reconstrucción  $R_{\varphi, \eta}$  que se obtuvieron con distintos grupos de parámetros  $\eta$ . Luego se calcula el promedio de estas matrices y su varianza. Entonces, a partir de la matriz media, se realiza el procedimiento anterior para calcular el valor de la inclinación y su error. Para el rango de tolerancias analizado en la sección anterior (aquellas que introducían errores menores a  $\lambda/10$ ) los valores hallados para la inclinación de la cuña fueron los correctos. Resulta interesante graficar cómo varía la incertidumbre en el ángulo recuperado como función de la tolerancia.

En la figura 5.18 se observan los datos correspondientes a los errores en la reconstrucción del ángulo como función de la tolerancia para una inclinación de  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$ , para los casos en que se use un sistema expensor o se use incidencia directa sobre la red. Nuevamente se analizan los casos en que las fluctuaciones son debidas a las variaciones de puntería ( $\Delta\gamma$ ) y cuando son debidas a las variaciones del eje de emisión del láser ( $\Delta x_o$ ).



**Figura 5.18:** Incertidumbre en la recuperación de la inclinación de la cuña en función de la tolerancia en puntería, para un promedio de las fase reconstruidas. El valor medio del ángulo de inclinación es  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$



Como era esperado, se observa que el error aumenta con el aumento de la tolerancia y que el error disminuye cuando se utiliza un sistema expensor y colimador. Como fue expresado en la sección 5.2, los cálculos son realizados en el rango de tolerancias para el cual el error obtenido en la fase es a lo sumo  $\lambda/10$  o lo que es lo mismo  $\sim 0.6rad$ , dado que valores de error mayores hacen que el interferómetro no alcance los requerimientos de precisión usualmente establecidos para este tipo de mediciones. Los resultados de los errores en la reconstrucción de la fase fueron mostrados en la sección 5.3.1. Sin embargo, si se compara esos resultados con los obtenidos en la figura 5.18, en el caso de que no se utilice un sistema expensor y colimador, se observa que los valores limites obtenidos en los errores de la fase (valores cercanos a  $\lambda/10$ ), corresponden a errores en el ángulo de inclinación mayores o iguales que el valor de inclinación que se desea medir, por lo tanto la medición en esos casos no sería adecuada. Como se esperaba, el sistema expensor y colimador, disminuye al error en varios órdenes de magnitud, permitiendo que el sistema sea más tolerable a las fluctuaciones del láser.

## *CONCLUSIONES*

---

En esta Tesis se estudiaron dos aplicaciones de interés tecnológico, nanolitografía e interferometría por corrimiento de fase usando un láser compacto que emite radiación en el ultravioleta extremo (46.9nm).

En los experimentos de litografía se ensayaron varias técnicas, litografía de proximidad, litografía de proyección y litografía interferométrica. Las muestras utilizadas en todas las experiencias de fotolitografía consistieron en capas delgadas de PMMA sobre un sustrato de Silicio y se fabricaron utilizando la técnica de *spin coating*.

Las experiencias de litografía de proximidad fueron realizadas como prueba de principios, para analizar la factibilidad de activar un polímero con fotones de la longitud de onda del láser. En esta primera etapa se iluminó directamente la muestra de PMMA a través de una máscara conformada por un arreglo de aberturas cuadradas. Dada la corta distancia entre la máscara y la fotorresina (aproximadamente  $95\mu\text{m}$ ), la distribución de intensidades sobre la misma corresponde a la figura de difracción de Fresnel producida por aberturas de esas características. Luego de exponer las muestras y revelarlas, utilizando los procedimientos standard, se utilizó un microscopio de fuerza atómica (AFM) para estudiar la topografía de las mismas. El relieve obtenido sobre el PMMA fue consistente con la distribución de intensidades prevista dentro de los errores experimentales esperados. De la inspección de la parte central del patrón se obtuvo un tamaño mínimo en los detalles de 120nm. Este experimento relativamente sencillo mostró la viabilidad de utilizar este láser para producir detalles submicrométricos en un polímero fotoactivo como el PMMA.

En segundo lugar se realizaron experimentos de litografía de proyección. Las principales ventajas de este enfoque son su simplicidad y su capacidad de imprimir áreas de decenas de micrones cuadrados con tiempos de exposición extremadamente cortos y la posibilidad de imprimir estructuras de formas arbitrarias debido a que no hay imposición sobre las máscaras. En este experimento se utilizó una placa zonal para formar una imagen de un arreglo de agujeros circulares sobre la fotorresina, con un factor de demagnificación de  $(1/19.5)\times$ . El resultado final, alcanzado en ese momento correspondió a un arreglo de agujeros de 360nm de diámetro. El tamaño de las estructuras puede ser disminuido utilizando la nueva óptica con mejor resolución disponible en CSU.

Por último, utilizando la técnica de litografía interferométrica, se llevaron a cabo dos experimentos con los cuales fue posible obtener estructuras periódicas. En primer lugar se utilizó un espejo de Lloyd, que permite controlar fácilmente el tamaño de los detalles a imprimir. Posteriormente se implementó un interferómetro de cuatro redes, que a través de los múltiples haces intervinientes, permite obtener estructuras más complejas. Los resultados alcanzados utilizando el espejo de Lloyd, son comparables a los que se obtuvieron con luz sincrotón, ya que la relación período/longitud de onda para este láser fue aproximadamente 1.2 mientras que para el sincrotón que emite en 13nm resultó del orden de 2.9. Con el láser de 46.9nm se obtuvieron períodos en el rango entre  $1\mu\text{m}$  a 55nm variando el ángulo de  $1^\circ$  a  $30^\circ$ . Para las muestras de períodos del orden de los 90nm y mayores, se obtuvieron franjas muy regulares, cuya modulación se encuentra limitada por la longitud de penetración de la luz en el PMMA en esta longitud de onda. Aumentando el ángulo de incidencia, se obtuvieron franjas de períodos menores, sin embargo se observó un marcado deterioro de la modulación y un aumento en la rugosidad de las franjas. El efecto observado del decrecimiento de la modulación se atribuyó a la pérdida de visibilidad debido al cambio de la polarización del haz reflejado y al decrecimiento de la reflectividad con el aumento del ángulo de incidencia. Además, es importante mencionar que la modulación total está limitada por la alta absorción del PMMA en esta longitud de onda, que es estimativamente de 20nm. También es importante mencionar que hay otros factores que tienen un papel importante en la degradación de la modulación como ser las vibraciones mecánicas del sistema durante la exposición, el scattering de la luz en el espejo y el hecho de que los períodos más chicos obtenidos se acercan al límite de resolución del PMMA. Para

mejorar los resultados de este experimento, aumentando el contraste en la figura de interferencia se puede utilizar un espejo de mayor reflectividad en incidencia rasante, por ejemplo de Cromo.

Se implementó un experimento de litografía interferométrica con múltiples haces. Para esto se utilizó un interferómetro de cuatro redes que fueron fabricadas en el LBNL. Con este esquema la distribución de intensidades obtenida permitió imprimir una matriz de agujeros cuyo tamaño típico resulto del orden de 60nm de acuerdo con lo esperado.

Esta serie de experimentos demostró la viabilidad de un sistema litográfico compacto, basado en el láser de 46.9nm y capaz de imprimir estructuras por debajo de 100nm. La demostración de este sistema abre múltiples oportunidades para nanofabricación en pequeños laboratorios y representa una alternativa muy interesante a la litografía UV usando luz sincrotrón,

En la segunda parte de esta Tesis se realizó un estudio de factibilidad para utilizar esta fuente de iluminación coherente, que emite en una longitud de onda un orden de magnitud más chica que la longitud de onda visible, en una herramienta de medición basada en la técnica de interferometría por corrimiento de fase. Para ello se diseñó, en primera instancia, un interferómetro apropiado para trabajar en el ultravioleta extremo y donde pudiese implementarse la mencionada técnica. Así se tuvo en cuenta para la elección de los componentes que los haces en  $46.9 \text{ nm}$  se atenúan rápidamente al atravesar un medio material, por lo que se reemplazaron los divisores de haz utilizados en los interferómetros convencionales, por redes de difracción y además se tuvo en cuenta que los espejos deben utilizarse en incidencia rasante. Por otra parte se se consideró que, dado que la interferometría es una técnica sustractiva comparativa, la diferencia de fase entre los haces intervinientes no debe contener una fase espuria debido a la geometría del interferómetro. Teniendo en cuenta estas condiciones en esta Tesis se eligió un interferómetro en el cuál la trayectoria de los haces es completamente simétrica y es equivalente a un interferómetro de Mach-Zhender. En este dispositivo se eligió como forma de introducir los cambios de fase, necesarios para aplicar la técnica de interferometría por corrimiento de fase, trasladar transversalmente una de las redes de difracción que lo conforman. Posteriormente se desarrolló un modelo capaz de simular la propagación del láser en el dispositivo. Para ello se consideró que el láser

emite pulsos cortos a una frecuencia máxima de 4Hz, por lo que cada interferograma se debe adquirir con un pulso distinto. Así se analizaron los efectos producidos por las eventuales fluctuaciones en puntería que sufre el haz láser debido a los efectos de refracción en el capilar que contiene al gas de Ar.

Para realizar este estudio de factibilidad se simuló que uno de los espejos del interferómetro poseía una dada inclinación o bien que era reemplazado por una cuña espejada en un ángulo  $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$ . El objetivo fue recuperar la fase introducida por este objeto, y a través de ella la inclinación de la cuña, teniendo en cuenta los errores originados por las fluctuaciones en el ángulo de incidencia  $\gamma$  y las fluctuaciones en el posicionado del eje de emisión en  $x_o$ . Considerando este tipo de fluctuaciones, se compararon los resultados obtenidos para una divergencia del haz incidente de  $\theta = 0.005 \text{ rad}$ , correspondiente al haz del láser sin expandir ni colimar, y para una divergencia de  $\theta = 0.0001 \text{ rad}$ , obtenida mediante un sistema expensor y colimador de aumento 50X. Para estudiar como se comporta el algoritmo de corrimiento de fase ante fluctuaciones de los parámetros de incidencia  $\{x_o, y_o, \gamma\}$ , se calcularon los errores rms de la reconstrucción. Para cada valor de tolerancia, se calcularon del orden de 12 puntos, que luego se promediaron, y se expresaron los resultados como estos valores medios junto con sus desviaciones, en gráficos de errores en función de la tolerancia.

El rango máximo de tolerancia en puntería analizado fue aquel que produce un error en la reconstrucción de la fase menor a  $\lambda/10$ , ya que valores de error mayores hacen que el interferómetro no alcance los requerimientos de precisión usualmente establecidos para este tipo de mediciones.

Como era esperado, para todos los casos y para todas las definiciones de funciones de error utilizadas, se observó un crecimiento del error rms con el aumento de la tolerancia. Además, se obtuvo que el dispositivo es más sensible a fluctuaciones en el ángulo de incidencia que a desplazamientos del eje de emisión. Por otro lado se confirmó que el uso del sistema telescopio produce una disminución de los errores en un factor mayor a dos órdenes de magnitud.

A partir de la distribución de fase reconstruida, se recuperaron los valores de inclinación de la cuña. Un análisis de los resultados obtenidos, al comparar el ángulo de inclinación de la cuña ( $\varphi = 5 \times 10^{-6} \text{ rad}$ ) con su error, permitió determinar que el rango de tolerancias permitido, en el caso de que los errores se deban a fluctuaciones en el eje de emisión del láser, es del orden de  $\Delta x_o = 10^{-2} \text{ mm}$ . Cuando los errores se deben a fluctuaciones en el ángulo de emisión, se encontró que el rango de tolerancias admitidas debe ser  $\Delta \gamma < 10^{-7}$  radianes, dado que para tolerancias mayores la incerteza en la determinación del ángulo no hace confiable la medición. Como era esperado, el sistema expansor y colimador, disminuye el error en varios órdenes de magnitud por lo que podría buscarse un aumento adecuado del mismo para compensar las fluctuaciones reales del láser.





## *GLOSARIO*

---

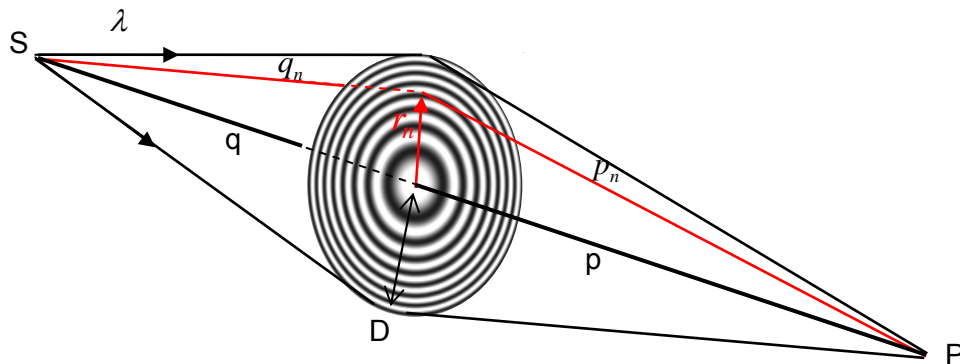
<b>EUV</b>	Ultra violeta extremo. Rango de el espectro de emisión que corresponde a longitudes de onda que van desde 1nm aprox. hasta los 50nm aprox.
<b>CSU</b>	Colorado State University
<b>e-beam</b>	electrón beam
<b>UV</b>	Ultra Violeta
<b>KrF</b>	Fluor Krypton
<b>ArF</b>	Fluoruro de Argon
<b>F2</b>	Fluor
<b>VUV</b>	ultra violeta de vacío
<b>PMMA</b>	Polimetyl methaacrilato
<b>UHV</b>	Ultra alto vacío
<b>PS/PDI</b>	phase shift/point Diffraction interferometer
<b>NA</b>	apertura numérica
<b>Lateral Shearing</b>	Es un tipo de interferometría en la que el patrón de interferencia se obtiene mediante la superposición de dos replicas de un haz desplazadas lateralmente por una distancia espacial llamada shear. Dado que ambas replicas contienen la información del frente de ondas que se desea obtener, se mide la derivada lateral del frente de ondas. Luego a partir de métodos numéricos se determina el frente de ondas deseado.
<b>ITRS</b>	International Technology Roadmap of Semiconductors
<b>Radicales libres</b>	Es un átomo o una molécula que tiene por lo menos un electrón que no esta enlazado con otro electrón. El PMMA polimeriza a partir de radicales libres





***I – PLACA ZONAL DE FRESNEL***

Una placa zonal puede ser considerada esencialmente como una red de difracción circular, con zonas radiales localizadas de manera tal que el camino óptico de los rayos que pasan a través de las sucesivas rendijas se incrementa en una longitud de onda entre dos zonas transparentes consecutivas, como se observa en la figura 1<sup>[149]</sup>. De este modo, los haces provenientes de un punto en el plano objeto, interfieren constructivamente en el plano imagen, dado que todos se encuentran en fase.



**Figura 1:** Una placa zonal, utilizada como lente difractiva para formar una imagen de la fuente puntual S en el plano imagen situado en P.

Suponiendo que la imagen de una fuente puntual situada a una distancia  $q$  de la placa zonal, sobre el eje óptico, está situada a una distancia  $p$  de la placa zonal; las diferentes zonas, opacas y transparentes, están construidas de manera que entre dos zonas sucesivas se agrega una diferencia de camino óptico de  $\lambda/2$ , de este modo

$$q_n + p_n = q + p + \frac{n\lambda}{2} \quad (\text{a.1})$$

en donde  $q_n$  y  $p_n$  se calculan a partir del teorema de Pitágoras

$$q_n = (q^2 + r_n^2)^{1/2} \approx q + \frac{r_n^2}{2q} \quad (\text{a.2})$$

$$p_n = (p^2 + r_n^2)^{1/2} \approx p + \frac{r_n^2}{2p}$$

para obtener las expresiones del lado izquierdo de las ecuaciones (a.2), se usó que la apertura numérica es chica, esto es  $q, p \gg r_n$ . Reemplazando (a.2) en (a.1), se obtiene que

$$\frac{1}{q} + \frac{1}{p} = \frac{1}{f} \quad (\text{a.3})$$

con  $f = r_n^2 / n\lambda$ , que como se verá inmediatamente, es la distancia focal de la placa zonal. La ecuación (a.3), relaciona a las distancias objeto e imagen con la distancia focal de manera análoga que en las lentes refractivas para luz visible. Análogamente se puede mostrar que la magnificación transversal está dada por  $M = p / q$ .

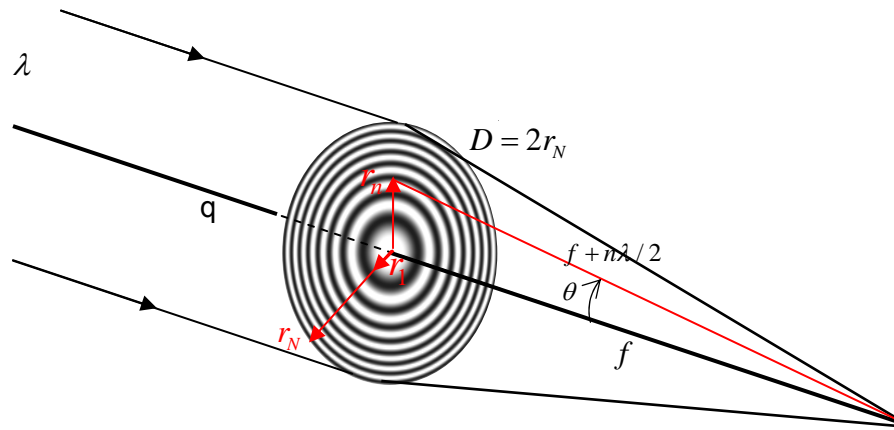
Las propiedades de enfoque de una placa zonal pueden ser entendidas cualitativamente, considerando que, el primer orden difractado por una red circular, cuyo período está ajustado de manera que sea decreciente a medida que el radio aumenta, tiene un ángulo de difracción que se hace cada vez mayor a medida que aumenta el radio. Esto permite que todos los haces difractados en las diferentes regiones de la placa zonal se encuentren en un mismo lugar del eje óptico produciendo interferencia constructiva. Lo mismo sucede con los sucesivos órdenes difractados, de modo que la placa zonal produce más de un punto focal, a lo largo del eje óptico, con distintas eficiencias. Observar en primer lugar a la figura 2, en donde se muestra la convergencia del primer orden difractado. La zona de radio  $r_n$  (correspondiente a una zona opaca o a

una zona transparente), se construye de manera que aumente el camino óptico al punto focal en  $n\lambda / 2$ , de modo que se puede relacionar al radio de la zona  $n$ , con la distancia focal correspondiente al primer orden difractado  $f$  a través de la siguiente ecuación

$$r_n^2 + f^2 = \left( f + \frac{n\lambda}{2} \right)^2 \quad (\text{a.4})$$

o análogamente

$$r_n^2 = n\lambda f + \left( \frac{n\lambda}{2} \right)^2 \quad (\text{a.5})$$



**Figura 2:** Una onda plana incide sobre la placa zonal. Se muestra el primer orden de difracción convergiendo al foco principal de la placa zonal.

El término  $n^2\lambda^2 / 4$ , que representa a las aberraciones esféricas, puede ser despreciado cuando  $f \gg n\lambda / 2$ , que como se verá inmediatamente, corresponde a una lente de apertura numérica baja. En este caso la ecuación (a.5) se convierte en

$$r_n \approx \sqrt{n\lambda f} \quad (\text{a.6})$$

que es una expresión similar a la obtenida anteriormente en (a.3). Esta ecuación muestra que un foco real de primer orden se obtiene cuando las sucesivas zonas incrementan su radio como  $\sqrt{n}$ , proporcionando la característica deseada, en la que el

período de la red decrece con el radio para obtener un foco común. Teniendo en cuenta que el área entre dos zonas consecutivas se calcula como  $(r_n^2 - r_{n-1}^2)\pi$ , y usando la ecuación (a.6), se obtiene que

$$(r_n^2 - r_{n-1}^2)\pi = \pi\lambda f \quad (\text{a.7})$$

Esto es, el área entre cualquier par de zonas consecutivas, en la aproximación de apertura numérica pequeña, es constante.

También se puede obtener las expresiones para el diámetro de la lente  $D$ , la distancia focal  $f$ , la apertura numérica  $NA = \sin(\theta)$ , la resolución espacial y la profundidad de foco, como función de la longitud de onda de iluminación  $\lambda$ , el número total de zonas  $N$  (sumadas las opacas y las transparentes) y el espesor de la zona más externa  $\Delta r$  dado que estos últimos, son los parámetros de diseño de la placa zonal.

Suponiendo que el número total de zonas es  $N$ , entonces el ancho de la zona más externa es

$$\Delta r = r_N - r_{N-1} \quad (\text{a.8})$$

Luego, escribiendo la ecuación (a.7) para  $n$  igual al número total de zonas  $N$ , y utilizando la ecuación (a.8) para despejar  $r_{N-1}$ , se obtiene

$$(r_N^2 - r_{N-1}^2)\pi = (r_N^2 - (r_N - \Delta r)^2)\pi = (2\Delta r r_N - \Delta r^2)\pi \approx 2\Delta r r_N \pi \quad (\text{a.9})$$

en donde además se uso que  $\Delta r \ll r_N$ . Luego, igualando a las ecuaciones (a.7) y (a.9), se obtiene que el foco principal de la placa zonal<sup>[149]</sup>, que es el que se forma a partir del orden 1 difractado, está dado por la siguiente ecuación

$$f \sim \frac{4N(\Delta r)^2}{\lambda} \quad (\text{a.10})$$

A partir de la distancia focal  $f$  se puede calcular el número-F ( $F^\#$ ) de la placa zonal,

$$F^\# \equiv \frac{f}{D} \sim \frac{\Delta r}{\lambda} \quad (\text{a.11})$$

donde  $D$  es el diámetro de la placa zonal. La apertura numérica  $NA$  se puede expresar en términos de los parámetros definidos anteriormente como

$$NA \sim \frac{1}{2F^\#} \sim \frac{\lambda}{2\Delta r} \quad (\text{a.12})$$

Debe considerarse que la placa zonal es una red de transmisión y que produce varios órdenes de difracción. El procedimiento de agregar una longitud de camino óptico  $n\lambda/2$  correspondiente a la zona  $n$ , para la interferencia constructiva en el orden 1, de la luz proveniente de las sucesivas zonas, puede ser extendido a los órdenes superiores sumando diferencias de camino  $mn\lambda/2$  donde  $m$  es el orden difractado. Utilizando el mismo procedimiento que para el primer orden  $m=1$ , se obtiene

$$r_n^2 \approx mn\lambda f_m \quad (\text{a.13})$$

con  $f_m = f/m$ , que corresponde a las diferentes distancias focales producidas por los diferentes órdenes difractados. Los órdenes negativos dan a lugar a distancias focales negativas, es decir a focos virtuales

La eficiencia de difracción en los distintos órdenes difractados se calcula a partir de la transformada de Fourier de la función transmisión de la placa zonal, y resulta  $1/(m\pi)^2$  cuando  $m$  es impar, cero cuando  $m$  es par y  $1/4$  para el orden 0. De este modo, la transmisión de potencia al foco principal (orden 1) es del orden del 10% de la

potencia incidente y al orden -1 es otro 10%, mientras que un 25% de la radiación incidente es transmitida al orden 0 y un 50% de potencia es absorbida en las regiones opacas de la placa zonal.

La resolución lateral está determinada predominantemente por la resolución de la placa zonal, o sea el límite de resolución de Rayleigh  $\Delta r_{Rayl}$ , y puede ser escrita como

$$\Delta r_{Rayl} = 1.22 F^\# \lambda = 1.22 \Delta r \quad (\text{a.14})$$

donde  $\lambda$ ,  $\Delta r$  y  $F^\#$  fueron definidos anteriormente. La ecuación (a.14) muestra la ventaja de usar longitudes de onda cortas para alcanzar resoluciones altas. También es importante destacar que el ancho de la zona exterior  $\Delta r$ , es lo que determina a la resolución.

La profundidad de foco de una placa zonal también se puede expresar en términos de los mismos parámetros  $F^\#$ ,  $\Delta r$  y  $\lambda$

$$\Delta z = \pm 2 F^{\#2} \lambda = \pm 2 \frac{\Delta r^2}{\lambda} \quad (\text{a.15})$$

Dado que las características de la placa zonal como sistema formador de imágenes están dadas por la difracción en las diferentes zonas, es razonable que todos los parámetros que la representan (dados en las ecuaciones (a.12), (a.14) y (a.15)), estén expresados en términos del espesor de la última zona  $\Delta r$  y la longitud de onda  $\lambda$ .

***II - LISTA DE PARAMETROS CONSTANTES Y VARIABLES UTILIZADOS EN EL  
MODELO DEL INTERFERÓMETRO***

$x, y$	Coordenadas transversales a la dirección de propagación
$x_{ov}, y_{ov}$	Centro del máximo de intensidad del haz incidente en la primer red, para el pulso $\nu$
$d_o$	Distancia entre el láser y la primer red
$G$	Distancia entre las dos redes
$z_{do}$	Posición donde se ubica el detector
$p$	Período de las redes
$z$	Posición del plano objeto que se produciría si se utilizara una lente a la salida del interferómetro, para formar imagen de la porción del espejo que se está caracterizando
$\gamma_\nu$	Ángulo de incidencia en la primer red para el pulso $\nu$ , en el plano definido por la coordenada $x$ y la normal a la red ( $y=0$ )
$\varphi$	Inclinación del espejo medido en el plano definido por $y=0$
$\nu$	Corrimiento de fase utilizado en el algoritmo de phase shifting correspondiente al pulso $\nu$
$\omega$	Frecuencia del espectro que se considera
$\sigma$	Cintura del haz
$\zeta$	Divergencia del haz $5mrad$
$f_1$ y $f_2$	Distancias focales de las placas zonales o espejos que conforman al telescopio
$a$	Distancia entre la cintura del haz y el telescopio
$c$	Distancia entre el telescopio y la segunda red





## ***REFERENCIAS***

---

- [1] J. J. Rocca, "Table-Top soft x-Ray lasers", *Review of Scientific Instruments* **70** (10), 3799-3827 (1999).
- [2] D. A. Alman, Huatan Qiu, T. Spila, K. C. Thompson, E. L. Antonsen, B. E. Jurczyk and D. N. Ruzic, "Characterization of collector optic material samples exposed to a discharge-produced plasma extreme ultraviolet light source", *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* **6** (1), 013006 (2007).
- [3] M. Tanaka, Y. Furukawa, H. Murakami, S. Saito, N. Sarukura, M. Nishikino et al, "Evaluation of fast EUV scintillator using 13.9 nm x-ray laser", *The fifth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA2007)* **112**, 042058 (2008).
- [4] L. Juha, M. Bittner, D. Chvostova, J. Krasa, Z. Otcenasek, A. R. Präg et al, "Ablation of organic polymers by 46.9-Nm-Láser radiation", *Applied Physics Letters* **86** (3), 034109 (2005).
- [5] I. A. Artioukov, B. R. Benware, J. J. Rocca et al, "Determination of XUV optical constants by reflectometry using a high-repetition rate 46.9nm laser", *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics* **5** (6), 1495-1501 (1999).
- [6] D. T. Attwood, G. E. Sommargren, R. Beguiristain, K. Nguyen and J. Bokor, "Undulator radiation for at-wavelength interferometry of optics for extreme-ultraviolet lithography", *Applied Optics* **32** (34), 7022 (1993).

- [7] P. P. Naulleau and K. A. Goldberg, "Dual-domain point diffraction interferometer", *Applied Optics* **38** (16), 3523-3533 (1999).
- [8] H. Medeck, E. Tejnil, K. A. Goldberg and J. Bokor, "Phase-shifting point diffraction interferometer", *Optics Letters* **21**, 1526-1528 (1996).
- [9] G. E. Sommargren, "Phase Shifting Diffraction Interferometer for Measuring Extreme Ultraviolet Optics", in *Optical Society of America meeting on extreme ultraviolet lithography* (1996).
- [10] G. E. Sommargren, "Diffraction methods raise interferometer accuracy", *Laser Focus World* **32**, 61-67 (1996).
- [11] P. P. Naulleau, K. A. Goldberg, S. H. Lee, C. Chang, D. Attwood and J. Bokor, "Extreme-ultraviolet phase-shifting point-diffraction interferometer: a wave-front metrology tool with subangstrom reference-wave accuracy", *Applied Optics* **38** (35), 7252-7263 (1999).
- [12] E. T. Kennedy, J. T. Costello, J. P. Mosnier and P. van Kampen, "VUV/EUV ionising radiation and atoms and ions: dual laser plasma investigations", *Radiation Physics and Chemistry* **70** (1-3), 291-321(2004).
- [13] Yoshihiko Hatano, "Spectroscopy and dynamics of molecular superexcited states. Aspects of primary processes of radiation chemistry", *Radiation Physics and Chemistry* **67** (3-4), 187-198 (2003).
- [14] T. Suzuki, "femtosecond time-resolved photoelectron imaging", *Annual Review of Physical Chemistry* **57**, 555-592 (2006).
- [15] D. T. Attwood, E. Anderson, G. Denbeaux, K. Goldberg, P. Naulleau and G. Schneider, "Soft X-Ray Microscopy and EUV Lithography: An Update on Imaging at 20-40 nm Spatial Resolution", *X-RAY LASERS 2002: 8th International Conference on X-Ray Lasers AIP Conf. Proc.* **641**, 461-468 (2002).

[16] R. N. Watts, T. B. Lucatorto, S. T. Liang, F. Polack, and M. R. Scheinfein, "EUV and soft x-ray transmission microscope", *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 3359 (1996).

[17] L. B. Da Silva et al, "Electron Density Measurements of High Density Plasmas Using Soft X-Ray Laser Interferometry", *Phys. Rev. Lett.* **74** (20), 3991-3994 (1995); A. S. Wan, T. W. Barbee Jr., R. Cauble, P. Celliers, L. B. Da Silva, J. C. Moreno, P. W. Rambo, G. F. Stone, J. E. Trebes and F. Weber "Electron density measurement of a colliding plasma using soft-x-ray laser interferometry", *Phys. Rev. E* **55** (1), 6293-6296 (1997).

[18] R. Cauble, L. B. Da Silva, T. W. Barbee Jr., P. Celliers, J. C. Moreno and A. S. Wan, "Micron-Resolution Radiography of Laser-Accelerated and X-Ray Heated Foils with an X-Ray Laser", *Phys. Rev. Lett.* **74** (19), 3816 - 3819 (1995).

[19] J. Filevich, K. Kanizay, M. C. Marconi, J. L. Chilla and J. J. Rocca, "Dense plasma diagnostics with an amplitude-division soft-x-ray laser interferometer based on diffraction gratings", *Optics Letters* **25** (5), 356-358 (2000).

[20] J. Filevich, J.J. Rocca, M.C. Marconi, S.J. Moon, J. Nilsen, J.H. Scofield, J. Dunn, R.F. Smith, R. Keenan, J.R. Hunter and V.N. Shlyaptsev, "Observation of a multiply ionized plasma with index of refraction greater than one", *Phys. Rev. Lett.* **94** (3), 035005 (2005)

[21] M. A. Purvis, J. Grava, J. Filevich, M. C. Marconi, J. Dunn, S. J. Moon, V. N. Shlyaptsev, E. Jankowska and J.J. Rocca, "Soft X-ray laser interferometry of colliding laser-created plasmas in semicylindrical cavities", *IEEE Transactions on Plasma Science* **36**, 1134-1135 (2008)

[22] P. L. Shkolnikov and A. E. Kaplan, en X-Ray Lasers, edited by S. Svanberg and C. G. Wahlstrom (Institute of Physics, University of Reading, Berkshi 1996), **1511**, p. 512

[23] A. L'Huillier, en X-Ray Láser, edited by S. Svanberg and C. G. Wahlstrom (Institute of Physics, University of Reading, Berkshi 1996), **1511**, p. 444 y referencias

- [24] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane and H. C. Kapteyn, "Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics", *Physical Review Letters* **79** (16), 2967-2970 (1997).
- [25] A. Rundquist, C. G. Durfee III, Z. Chang, C. Herne, S. Backus, M. Murnane and H. C. Kapteyn, "Phase-Matched Generation of Coherent Soft X-rays", *Science* **280** (5368), 1412 - 1415 (1998).
- [26] T. Ditmire, J. K. Crane, H. Nyugen, L. B. Da Silva and M. D. Perry, "Energy-yield and conversion-efficiency measurements of high-order harmonic radiation", *Phys. Rev. A* **51** (2), R902 - R905 (1995).
- [27] R. Zerne et al, "Phase-Locked High-Order Harmonic Sources", *Phys. Rev. Lett.* **79** (6), 1006 - 1009 (1997).
- [28] P. Salières, T. Ditmire, M. D. Perry, A. L'Huillier and M. Lewenstein, "Angular distributions of high-order harmonics generated by a femtosecond laser", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29**, 4771-4786 (1996)
- [29] T. Ditmire, E. T. Gumbrell, R. A. Smith, J. W. G. Tisch, D. D. Meyerhofer, M. H. R. Hutchinson et al, "Spatial Coherence Measurement of Soft X-Ray Radiation Produced by High Order Harmonic Generation", *Physical Review Letters* **77** (23), 4756-4759 (1996)
- [30] A. L'Huillier and P. Balcou, "High-order harmonic generation in rare gases with a 1-ps 1053-nm laser", *Phys. Rev. Lett.* **70** (6), 774 - 777 (1993).
- [31] J. Macklin, J. Kmetec and C. Gordon III, "High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses", *Phys. Rev. Lett.* **70** (6), 766 - 769 (1993).
- [32] S. Preston et al, "High-order harmonics of 248.6-nm KrF laser from helium and neon ions", *Phys. Rev. A* **53** (1), R31 - R34 (1996).

- [33] D. T. Attwood, K. Halbach and N. J. Kim, "Tunable Coherent X-rays", *Science* **228** (4705), 1265-1272 (1985).
- [34] R. Coisson, "Spatial coherence of synchrotron radiation", *Appl. Opt.* **34** (5), 904-908 (1995).
- [35] J. Rossback, en *X-Ray Lasers*, edited by S. Svanberg and C. G. Wahlstrom (Institute of Physics, University of Reading, Berkshi 1996), **1511**, p. 436 (1996).
- [36] *Free-Electron Laser Challenges*, edited by P. G. O'Shea and H. E. Bennett, Proc. SPIE (Society of Photooptical Engineers, Bellingham, WA, 1997), **2988** (1997).
- [37] D. Oepts, A. F. G. van der Meer and P. W. van Amersfoort, "The Free-Electron-Laser user facility FELIX", *Infrared Physics & Technology* **36** (1), 297-308 (1995).
- [38] J. Andruszkow et al, "First Observation of Self-Amplified Spontaneous Emission in a Free-Electron Laser at 109 nm Wavelength", *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3825 - 3829 (2000).
- [39] V. Ayvazyan et al, "First operation of a free-electron laser generating GW power radiation at 32 nm wavelength", *Eur. Phys. J. D* **37**, 297-303 (2006).
- [40] B. J. MacGowan, S. Maxon, P. L. Hagelstein, C. J. Keane, R. A. London, D. L. Matthews, M. D. Rosen, J. H. Scofield and D. A. Whelan, "Demonstration of soft x-ray amplification in nickel-like ions", *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2157-2160 (1987).
- [41] D. L. Mathews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosenand, M. J. Eckart et al, "Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110-113 (1985).
- [42] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty and S. E. Harris, "Demonstration of a 10-Hz Femtosecond-Pulse-Driven XUV Laser at 41.8 nm in Xe IX", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1574 -1577 (1995).

- [43] B. R. Benware, C. D. Macchietto, C. H. Moreno and J. J. Rocca, "Demonstration of a High Average Power Tabletop Soft X-Ray Láser", *Physical Review Letters* **81** (26), 5804-5807 (1998).
- [44] J. J. Rocca, D. C. Beethe and M. C. Marconi, "Proposal for soft-x-ray and XUV láasers in capillary discharges", *Optics Letters* **13**(7), 565-567 (1988).
- [45] J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortázar, D. Hartshom, J. L. Chilla *et al*, "Demostration of a Discharge Pumped Table-Top Soft X-Ray Láser", *Physical Review Letters* **73**(16), 2192-2195 (1994).
- [46] T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, A. Sasaki, N. Hasegawa, A.V. Kilpio, S. Namba, K. Nagashima, P.X. Lu, K. Takahashi, H.J. Tang, R.Z. Tai, M. Kishimoto, M. Koike, H. Daido, and Y. Kato, "Gain saturation of nickel-like silver and tin x-ray lasers by use of a tabletop pumping laser system", *Physical Review A* **66** (3), 1-7 (2002).
- [47] P. X. Lu, T. Kawachi, M. Suzuki, K. Sukegawa, S. Namba, M. Tanaka, N. Hasegawa, K. Nagashima, H. Daido, T. Arisawa, Y. Kato, and H. Fiedorowicz, "Demonstration of a transient high gain soft X-ray laser for neon-like argon", *Japanese Journal of Applied Physics Letters* **41**, L133-L135 (2002).
- [48] J. Dunn, Y. Li, A.L. Osterheld, J. Nilsen, J.R. Hunter and V.N. Shlyaptsev, "Gain saturation regime for laser-driven tabletop, transient Ni-like ion x-ray lasers", *Physical Review Letters* **84**, 4834-4837(2000).
- [49] J. Dunn, A.L. Osterheld, R. Shepherd, W.E. White, V.N. Shlyaptsev and R.E. Stewart, "Demonstration of x-ray amplification in transient gain nickel-like palladium scheme", *Physical Review Letters* **80**, 2825-2828 (1998).
- [50] A. Klisnick, D. Ros, P. Zeitoun, F. Albert, A. Carillon, P. Fourcade, S. Hubert, P. Jaegle, G. Jamelot, C.L.S. Lewis, A. Mac Phee, R. O'Rourke, R. Keenan, P. Nickles, K. Janulewicz, M. Kalashnikov, J. Warwick, J.C. Chanteloup, E. Salmon, C. Sauteret, J.P. Zou, D. Joyeux and D. Phalippou, "Generation of intense Ni-like X-ray lasers at LULI:

from 130 ps to 350 fs pumping pulses", Y. Kato, H. Takuma, and H. Daido, eds., *Inst. Phys. Conf. Ser.* **159**, 107-114 (1999).

[51] B. Rus, T. Mocek, A. R. Prag, M. Kozlova, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, D. Joyeux and D. Phalippou, "Multimillijoule, highly coherent x-ray laser at 21 nm operating in deep saturation through double-pass amplification", *Physical Review A* **66**, 1-12 (2002).

[52] J. J. Rocca, Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther, M. Berrill and D. Alessi, "Saturated 13.2 nm high-repetition-rate laser in nickel-like cadmium", *Optics Letters*. **30**, 2581-2583 (2005).

[53] Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther, D. Alessi, M. Berrill, V. N. Shlyaptsev and J. J. Rocca, "Demonstration of high-repetition-rate tabletop soft-x-ray lasers with saturated output at wavelengths down to 13.9nm and gain down to 10.9nm", *Physical Review A* **72**, 1-7 (2005).

[54] C. D. Macchietto, B. R. Benware and J. J. Rocca, "Generation of millijoule-level soft-X-ray laser pulses at a 4-Hz repetition rate in a highly saturated tabletop capillary discharge amplifier", *Opt. Lett.* **24**, 1115-1117(1999).

[55] H. Rohrer, "The nanoworld: chances and challenges", *Microelectron. Eng.* **32**, 5-14. (1996).

[56] W. M. Tolles, "Nanoscience and nanotechnology in Europe", *Nanotechnology* **7**, 59-105 (1996).

[57] F. A. Buot, "Mesoscopic Physics and Nanoelectronics: Nanoscience and Nanotechnology", *Physics Reports-Review Section of Physics Letters* **234**(2-3), 73-174 (1993).

[58] G. M. Whitesides, J. P. Mathias and C. T. Seto, "Molecular self-assembly and nanochemistry: a chemical strategy for the synthesis of nanostructures", *Science* **254**, (5036), 1312-1319 (1991).



[59] G. Binnig, C. F. Quate and Ch. Gerber, "Atomic Force Microscope", *Phys. Rev. Lett.* **56**, 930 - 933 (1986).

[60] M. A. Kastner, "Artificial Atoms", *Physics Today* **46** (1), 24-31 (1993).

[61] M. A. Reed, "Quantum Dots", *Scientific American* **268**, 118-123 (1993).

[62] K. K. Likharev and T. Claeson, "Single Electronics", *Scientific American* **266** (6), 80-85 (1992).

[63] K. K. Likharev, "Single-electron devices and their applications", *Proc. IEEE* **87**, 606-632 (1999).

[64] V. Vijayakrishnan, A. Chainani, D. D. Sarma and C. N. R. Rao, "Metal-insulator transitions in metal clusters: a high-energy spectroscopy study of palladium and silver clusters", *J. Phys. Chem.* **96** (22), 8679–8682 (1992).

[65] C. R. Barrett, "Microprocessor Evolution and Technology Impact", Symposium on VLSI Technology. May 17-19, Kyoto, 7-10 (1993).

[66] R. F. Service, "Can chip devices keep shrinking?", *Science* **274** (5294), 1834-1836 (1996).

[67] R. R. Schaller, "Moore's Law: Past, Present and Future", *IEEE Spectrum* **34**, 53-59 (1997).

[68] G. E. Moore, "Cramming more components onto integrated circuits", *Electronics*, vol. **38** (8), 114–117 (1965).

[69] G. E. Moore, "Progress in digital integrated electronics", *International Electron Devices Meeting, IEEE*, 11–13 (1975).

[70] International Technology Roadmap for semiconductors 2007. <http://www.itrs.net>

- [71] M. F. Doerner, R. L. White, "Materials Issues in Magnetic Disk Performance", *MRS Bull* **21**, 28-34 (1996).
- [72] S. Hoen, H. J. Mamin and D. Rugar, "Thermomechanical data storage using a fiber optic stylus", *Appl. Phys. Lett.* **64**, 267–269 (1994).
- [73] A. N. Cleland, M. L. Roukes, "A nanometre-scale mechanical electrometer", *Nature* **392**, 160-162 (1998).
- [74] S. Fafard, K. Hinzer, S. Raymond, M. Dion, J. McCaffrey, Y. Feng, S. Charbonneau, "Red-emitting semiconductor quantum dot lasers", *Science* **274**, 1350-1353 (1996).
- [75] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho, "Quantum Cascade Laser", *Science*, **264**, 553-556 (1994).
- [76] M. H. Devoret, D. Esteve and C. Urbina, "Single-electron transfer in metallic nanostructures", *Nature* **360**, 547-553 (1992).
- [77] C. Petit, A. Taleb, M.-P. Pileni "Self-organization of magnetic nanosized cobalt particles" *Adv. Mater.* **10**, 259-261 (1998)
- [78] Y. N. Xia and G. M. Whitesides, "Soft lithography", *Annual Review of Materials Science* **28**, 153-184 (1998).
- [79] M. Park, C. Harrison, P. M. Chaikin, R. A. Register and D. Adamson, "Block Copolymer Lithography: Periodic Arrays of  $\sim 10^{11}$  Holes in 1 Square Centimeter", *Science* **276** (5317), 1401-1404 (1997).
- [80] M. A. Liberman and A. J. Lichtenberg, "Principles of plasma discharges and Material Processing", Willey Interscience, New York, (2005).
- [81] M. Sugawara, "Plasma *Etching*, Fundamentals and Applications", Oxford Science Publications (1998).

[82] M. F. Bal, "Next-Generation Extreme Ultraviolet Lithographic Projection Systems", PHD Thesis, Technische Universiteit Delft, Utrecht. Netherlands (2003).

[83] K. A. Goldberg, E. Tejnil, S. H. Lee, H. Meddecki, D. T. Attwood, K. H. Jackson, and J. Bokor, "Characterization of an EUV Schwarzschild objective using phase-shifting point diffraction interferometry", *Proc. SPIE* **3048**, 264-270 (1997).

[84] K. A. Goldberg, "EUV Interferometry", PHD Thesis, University of California. Berkeley, USA (1997).

[85] M. G. Capeluto, M. C. Marconi, S. Ludueña, L. Pietrasanta, M. Grisham, B. Reagan, C. Menoni, J. Rocca, "Nano-patterning of PMMA using a  $\lambda = 46.9$  nm table-top láser", *Conference on Lasers and Electro-Optics/ International Quantum Electronics Conference 2004 (CLEO/IQUEC 2004)*. Oral Session CFK3. Optical Society of America ISBN: 1-55752-770-9. San Francisco. U.S.A. May 16-21, 2004.

[86] M. G. Capeluto, G. O. Vaschenko, M. E. Grisham, M. C. Marconi, C. S. Menoni, J. J. Rocca, S. Ludueña, L. Pietrasanta, "Interferometric lithography at 46.9 nm", *5<sup>th</sup> Iberoamerican Meeting on Optics and 8<sup>th</sup> Latin American Meeting on Optics, Lasers, and Their Applications (RIA/OPTILAS 2004)*. *Proceedings SPIE* **5622**, 735-738 (2004).

[87] M.G. Capeluto, P. Wachulak, M. C. Marconi, D. Patel, C. S. Menoni, J. J. Rocca, C. Lemmi, E. H. Anderson, W. Chao, D. T. Attwood, "Table Top Nanopatterning with Extreme Ultraviolet láser Illumination", *Microelectronic Engineering* **84**, 721–724 (2007).

[88] M. C. Marconi, P. Wachulak, C. S. Menoni, M. G. Capeluto, E. Anderson, "Development of a table top nanopatterning tool with Extreme Ultraviolet Lasers" *Proceedings of 2006 NSF Design, Service, and Manufacturing Grantees and Research Conference*. (2006). [Publicado en CD].

[89] M. G. Capeluto, P. Wachulak, D. Patel. M. Marconi, C. Menoni, J. Rocca, E. Anderson, W. Chao, D. Attwood, "Table top nanopatterning using soft X-ray lasers", X-

*Ray Láseres 2006 (10th International Conference on X-Ray lasers, Berlin). Springer Proceeding in Physics* **115**, 491-496 (2006).

[90] M. C. Marconi, M. G. Capeluto, P. Wachulak, G. Vaschenko, H. Bravo, C. S. Menoni, J. J. Rocca, E. H. Anderson, W. Chao, D. T. Attwood, O. Hemberg, B. Frazer, and S. Bloom, "Nanopatterning and nanomachining with table-top extreme ultraviolet lasers", *Proceedings Material Research Society Fall Meeting 2006* **961E**, Paper: 0961-006-05 [Publicado online]

[91] M. G. Capeluto, G. Vaschenko, M. Grisham, M. C. Marconi, S. Ludueña, L. Pietrasanta, Y. Lu, B. Parkinson, C. S. Menoni, J. J. Rocca, "Nanopatterning with interferometric lithography using a compact  $\lambda = 46.9\text{nm}$  laser", *IEEE Transactions on nanotechnology* **5** (1), 3-7(2006).

[92] M. G. Capeluto, G. Vaschenko, M. C. Marconi, M. Grisham, C. S. Menoni, J. J. Rocca, "Interferometric lithography at 47 nm with a table-top laser", *Láseres and Electro-Optics Society 2004 (LEOS 2004). The 17th Annual Meeting of the IEEE* **2**, 888-889 (2004)

[93] M. G. Capeluto, G. Vaschenko, M. Grisham, M. C. Marconi, S. Ludueña, L. Pietrasanta, C. S. Menoni, J. J. Rocca, "Nano-patterning with a high repetition rate  $\lambda=46.9$  nm capillary discharge table-top laser", *Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Conference on X-Ray lasers. Beijing. China. Institute Of Physics Conference Series (Great Britain)* **186**, 521-524 (2004).

[94] P. W. Wachulak, M. G. Capeluto, M. C. Marconi, C. S. Menoni, J. J. Rocca, "Patterning of nano-scale arrays by table-top extreme ultraviolet laser interferometric lithography", *Optics Express* **15** (6), 3465-3469 (2007).

[95] P. W. Wachulak, M. G. Capeluto, M. C. Marconi, D. Patel, C. S. Menoni, and J. J. Rocca, "Nanoscale patterning in high resolution HSQ photoresist by interferometric lithography with tabletop extreme ultraviolet lasers", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **25** (6) 2094-2097 (2007).

- [96] P. W. Wachulak, M. G. Capeluto, C. S. Menoni, J. J. Rocca, M. C. Marconi, "Nanopatterning in a compact setup using table top extreme ultraviolet lasers", *Opto-Electronics Review* **16** (4), 444-450 (2008).
- [97] P. W. Wachulak, M. G. Capeluto, D. Patel, M. C. Marconi, C. S. Menoni, J. J. Rocca, "Nanopillars and arrays of nanoholes fabricated by extreme ultraviolet interferometric laser lithography", *Lasers and Electro-Optics Society, 2007. LEOS 2007. The 20th Annual Meeting of the IEEE 21-25 Oct. 2007*, 486 – 487 (2007)
- [98] P. W. Wachulak, D. Patel, M. G. Capeluto, C. S. Menoni, J. J. Rocca, and M. C. Marconi, "Interferometric lithography with sub-100-nm resolution using a tabletop 46.9-nm laser", *Proceedings of SPIE - Soft X-Ray Lasers and Applications VII*, SPIE **6702** (2007)
- [99] P. Wachulak, M.G. Capeluto, M.C. Marconi, C.S. Menoni, J.J. Rocca, "Arrays of sub-100 nm features fabricated with table top extreme ultraviolet interferometric laser lithography", *CLEO 2007. Technical Digest CThCC3*. 10.1109/CLEO.2007.4452704
- [100] M. C. Marconi, P. Wachulak, D. Patel, M. G. Capeluto, C. S. Menoni, J. J. Rocca, "Sub-100 nm interferometric lithography realized with table top extreme ultraviolet lasers", *Proceeding APS March Meeting* (2007).
- [101] C. H. Moreno, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev and J. J. Rocca, "Shadowgrams of a Dense Micro-Capillary Plasma Obtained with a Table-Top Soft X-Ray Laser", *IEEE Transactions on Plasma Science* **27** (1), 26-27 (1999).
- [102] J. J. Rocca, C. H. Moreno, M. C. Marconi and K. Kanizay, "Soft-x-ray laser interferometry of a plasma with a tabletop laser and a Lloyd's mirror", *Optics Letters* **24** (6), 420-422 (1999).
- [103] J. Filevich, J. J. Rocca, E. Jankowska, E. C. Hammarsten, K. Kanizay, M. C. Marconi *et al*, "Two-dimensional effects in laser-created plasmas measured with soft-x-ray laser interferometry", *Physical Review E* **67** (5), 2-7(2003).

- [104] G. Vaschenko, F. Brizuela, C. Brewer, M. Grisham, H. Mancini, C. S. Menoni, M. C. Marconi, J. J. Rocca, W. Chao, A. Liddle, E. Anderson, D. Attwood, A. Vinogradov, I. A. Artioukov, P. A. Pershyn and V.V. Kondratenko, "Nanoimaging with a compact extreme ultraviolet laser", *Optics Letters* **30** (6), 2095-2097(2005).
- [105] F. Brizuela, G. Vaschenko, C. Brewer, M. Grisham, C. S. Menoni, M. C. Marconi *et al*, "Reflection mode imaging with nanoscale resolution using a compact extreme ultraviolet laser", *Optics Express* **13** (11), 3983-3988(2005).
- [106] C. A. Brewer, F. Brizuela, P. Wachulak, D. H. Martz, W. Chao, E. H. Anderson *et al*, "Single-Shot extreme ultraviolet laser imaging of nanostructures with wavelength resolution", *Optics Letters* **33** (5), 518-520 (2008).
- [107] P. W. Wachulak, R. A. Bartels, M. C. Marconi, C. S. Menoni, J. J. Rocca, Y. Lu, and B. Parkinson, "Sub 400 nm spatial resolution extreme ultraviolet holography with a table top laser", *Opt. Express* **14**, 9636-9642 (2006).
- [108] P. W. Wachulak, M. C. Marconi, R. A. Bartels, C. S. Menoni and J. J. Rocca, "Soft x-ray laser holography with wavelength resolution", *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 1811-1814 (2008).
- [109] G. Vaschenko, A. G. Etxarri, C. S. Menoni, J. J. Rocca, O. Hemberg, S. Bloom, W. Chao, E. H. Anderson, D. T. Attwood, Y. Lu, and B. Parkinson, "Nanometer-scale ablation with a table-top soft x-ray laser", *Opt. Lett.* **31**, 3615-3617 (2006).
- [110] C. H. Moreno, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, B. R. Benware, C. D. Macchietto, J. L. A. Chilla, J. J. Rocca, and A. Osterheld, "Two-dimensional near-field and far-field imaging of a Ne-like Ar capillary discharge table-top soft-x-ray laser", *Phys. Rev. A* **58**, 1509-1514 (1998).
- [111] J. Nilsen, J. C. Moreno, L. B. DaSilva, and T. W. Barbee, "Two-dimensional spatial imaging of the multiple-pulse-driven 196-A neonlike germanium x-ray laser", *Phys. Rev. A* **55** (1), 827-830 (1997).

- [112] M. C. Marconi, J. L. A. Chilla, C. H. Moreno, B. R. Benware and J. J. Rocca, "Measurement of the Spatial Coherence Buildup in a Discharge Pumped Table-Top Soft X-Ray Laser", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2799-2802 (1997).
- [113] B. Rus, the'se de L'Universite' Paris VII. Orsay, Jan., 1995, Proc. SPIE **3156**, 17 (1997); F. Albert *et al.*, *ibid.* **3156**, 247 (1997).
- [114] Y. Liu, M. Seminario, F. G. Tomásel, C. Chang, J. J. Rocca and D. T. Attwood, "Achievement of essentially full spatial coherence in a high-average-power soft-X-ray láser" *Phys. Rev. A, Gen. Phys.* **63**, Art. 033802 (2001).
- [115] M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics", 7th ed. Cambridge, U. K. Cambridge University Press, 1999.
- [116] J. W. Goodman, "Statistical Optics", New York: Wiley, 171-187 (1985).
- [117] S. Le Pape, P. Zeitoun, M. Idir, P. Dhez, J. J. Rocca, M. Francois *et al.*, "Electromagnetic-field distribution measurements in the Soft X-Ray range: full characterization of a Soft X-Ray Laser Beam", *Physical Review Letters* **88**, no. 18, 1-4 (2002).
- [118] A. D. Siegman, "Lásers", University Science Books, Mill Valley, CA, p. 301 (1986).
- [119] W. T. Silfvast, "Láser Fundamentals", Cambridge University Press, Cambridge, (1996).
- [120] V. Pelletier, K. Asakawa, M. S. Wu, D. H. Adamson, R. A. Register, and P. M. Chaikin, "Aluminum nanowire polarizing grids: fabrication and analysis", *Appl. Phys. Lett.* **88**, 211114 (2006).
- [121] E. E. Scime, E. H. Anderson, D. J. McComas and M. L. Schattenburg, "Extreme ultraviolet polarization and filtering with gold transmission gratings", *Appl. Opt.* **34**, 648-654 (1995).

- [122] Jae-Hwang Lee, Chang-Hwan Kim, Yong-Sung Kim, Kai-Ming Ho, Kristen Constant and Cha Hwan Oh, "Three-dimensional metallic photonic crystals fabricated by soft lithography for midinfrared applications", *Appl. Phys. Lett.* **88**, 181112 (2006).
- [123] H. C. Guo, D. Nau, A. Radke, X. P. Zhang, J. Stodolka, X. L. Yang, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, H. Giessen, "Large-area metallic photonic crystal fabrication with interference lithography and dry etching: Photonic Crystals", *Applied physics. B, Lasers and optics* **81** (2-3), 271-275 (2005).
- [124] J. Stodolka, D. Nau, M. Frommberger, C. Zanke, H. Giessen, E. Quandt, "Fabrication of two-dimensional hybrid photonic crystals utilizing electron beam lithography", *Microelectronic Engineering, Proceedings of the 30th International Conference on Micro- and Nano-Engineering, March 2005*, **78-79**, 442-447 (2005).
- [125] D. W. Prather, S. Shi, J. Murakowski, G. J. Schneider, A. Sharkawy, C. Chen et al, "Photonic Crystal Structures and Applications: Perspective, Overview, and Development", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **12** (6), 1416-1437 (2006).
- [126] F. Romanato, L. Businaro, L. Vaccari, S. Cabrini, P. Candeloro, M. De Vittorio et al, "Fabrication of 3D metallic photonic crystals by X-ray lithography", *Microelectronic Engineering* **67-68**, 479-486 (2003).
- [127] H. Ko, S. Singamaneni and V. V. Tsukruk, "Nanostructured surfaces and assemblies as SERS media", *Small* **4**, 1576-1599 (2008).
- [128] M. Moskovits, "Surface-enhanced spectroscopy", *Rev. Mod. Phys.* **57**, 783-826 (1985).
- [129] S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek and J. A. Katine, "Mutual phase-locking of microwave spin torque nanooscillators", *Nature (London)* **437**, 389-392 (2005).



- [130] A. Karabchevsky, O. Krasnykov, I. Abdulhalim, B. Hadad, A. Goldner, et al, "Metal grating on a substrate nanostructure for sensor applications", *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, In Press, Corrected Proof, Available online 13 May 2009
- [131] P. R. Krauss and S. Y. Chou, "Nano-compact disks with 400 Gbit/ in<sup>2</sup> storage density fabricated using nanoimprint lithography and read with proximal probe", *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3174-3176 (1997).
- [132] S. Y. Chou and P. R. Krauss, "65 Gbits/ in<sup>2</sup> quantum magnetic disk", *J. Appl. Phys.* **79**, 5066-5066 (1996).
- [133] F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel, and S. Tehrani, "Phaselocking in double-point-contact spin-transfer devices", *Nature (London)* **437**, 393-395 (2005).
- [134] V. N. Truskett and M. P. C. Watts, "Trends in imprint lithography for biological applications", *Trends in biotechnology* **24** (7), 312-317 (2006).
- [135] W. Hinsberg, F. A. Houle, J. Hoffnagle, M. Sanchez, G. Wallraff, M. Morrison, S. Frank, "Deep-ultraviolet interferometric lithography as a tool for assessment of chemically amplified photoresist performance", *J. Vac. Sci Technol. B, Microelectron. Process. Phenom* **16**, 3689-3694 (1998)
- [136] S. H. Zaidi and S. R. J. Brueck, "Multiple- exposure interferometric lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B, Microelectron. Process. Phenom* **11** (3), 658 -666 (1993).
- [137] M. Switkes and M. Rothschild, "Immersion lithography at 157 nm", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **19** (6) 2353-2356 (2001).
- [138] M. Rothschild, T. M. Bloomstein, R. R. Kunz, V. Liberman, M. Switkes, S. T. Palmacci et al, "Liquid immersion lithography: why, how, and when?", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **22** (6), 2877-2881 (2004).

- [139] O. J. F. Martin, "Surface plasmon illumination scheme for contact lithography beyond the diffraction limit", *Microelectronic Engineering* **67-68**, 24-30 (2003).
- [140] J. Du, X. Guo, J. Yao, Y. Guo, "Large-area surface-plasmon polariton interference lithography", *Optics letters* **17**, 2613-2615 (2006).
- [141] P. Naulleau, K. A. Goldberg, J. P. Cain, E. H. Anderson, K. R. Dean, P. Denham, B. Hoef, K. H. Jackson, "Extreme ultraviolet lithography capabilities at the advanced light source using a 0.3-NA optic", *IEEE J. Quant. Electron.* **42** (1), 44-50 (2006).
- [142] M. Switkes, T. M. Bloomstein and M. Rothschild, "Patterning of sub-50 nm dense features with space-invariant 157 nm interference lithography" *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3149-3151 (2000).
- [143] T. A. Savas, N. Satyen, S. M. L. Schattenburg, J. M. Carter and H. I. Smith, "Achromatic interferometric lithography for 100-nm-period gratings and grids", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **13** (6), 2732-2735 (1995).
- [144] V. N. Golovkina, P. F. Nealey, F. Cerrina, and J. W. Taylor, H.H.Solak, C. David, and J. Gobrecht, "Exploring the ultimate resolution of positive-tone chemically amplified resists: 26 nm dense lines using extreme ultraviolet interference lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B, Microelectron. Process. Phenom.*, **22** (1), 99-103 (2004).
- [145] H. H. Solak, C. David, "Patterning of circular structure arrays with interference lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B Volume* **21** (6), 2883-2887 (2003).
- [146] H. H. Solak, C. David, J. Gobrecht, L. Wang, F. Cerrina, "Multiple-beam interference lithography with electron beam written gratings", *J. Vac. Sci. Technol. B* **20** (6), 2844-2848 (2002).
- [147] H. H. Solak, D. He, W. Li, S. S. Gasson, S. S. Cerrina, B. H. Sohn, X. M. Yang and P. Nealey, "Exposure of 38 nm period grating patterns with extreme ultraviolet interferometric lithography", *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2328-2330 (1999).

- [148] H. H. Solak, D. He, W. Li, F. Cerrina, "Nanolithography using extreme ultraviolet lithography interferometry: 19 nm lines and spaces", *J. Vac. Sci. Technol. B, Microelectron. Process. Phenom.* **17**, 3052-3057 (1999).
- [149] D. Attwood, "Soft X-Ray and Extreme Ultraviolet Radiation, Principles and Applications", Cambridge University Press. (2000) ISBN 0521652146
- [150] W. H. Teh, Chi-Te Liang, M. Graham and C.G. Smith, "Cross-linked PMMA as a low-dimensional dielectric sacrificial layer", *Journal of Microelectromechanical Systems* **12** (5), 641-648 (2003).
- [151] I. Zailer, J. E. Frost, V. Chabasseur-Molyneux, C. J. B. Ford and M. Pepper, "Crosslinked PMMA as a high-resolution negative resist for electron beam lithography and applications for physics of low-dimensional structures", *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 1235-1238 (1996).
- [152] G. Arthur and B. Martin, "Modelling the Printability of Sub-Micron 5X Reticle Defects at I-Line Exposure Wavelength", *Microelectronic Engineering* **23**, 167-170 (1994)
- [153] J. McKenzie and G. Cowie, "Polimers: Chemistry and Physics of Modern Materials", 2 edición. (1991) pgs 401
- [154] S. Turner, C. Babcock and F Cerrina, "Modeling of shot noise in x-ray photoresist exposure", *Journal Of Vacuum Science and Technology B* **9** (6), 3440-3446 (1991).
- [155] J. S. Greeneich, "Electron Beam Technology in Microelectronic Fabrication" (Academic, New York, 1980), p. 94-ff
- [156] W. H. Teh, Chi-Te Liang, M. Graham, and C.G. Smith, "Cross-linked PMMA as a low-dimensional dielectric sacrificial layer", *Journal of Microelectromechanical Systems* **12** (5), 641-648 (2003).

[157] X. Zhang, C. Jacobsen, S. Lindaas and S. Williams, "Exposure strategies for polymethyl methacrylate from in situ x-ray absorption near edge structure spectroscopy", *Journal Of Vacuum Science And Technology B* **13** (4), 1477-1483 (1995).

[158] P. Rai-Choudhury, "Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication. Vol.1: Microlithography", SPIE press and IEE Materials and Devises (1997).

[159] [http://microchem.com/products/pdf/PMMA\\_Data\\_Sheet.pdf](http://microchem.com/products/pdf/PMMA_Data_Sheet.pdf)

[160] T. Kashiwagi, A. Inaba, J. E. Brown, K. Hatada, T. Kitayama, E. Masuda, "Effects of Weak Linkages on the thermal and oxidative degradation of poly (methylmethacrylates)", *Macromolecules* **19**, 2160-2168 (1986).

[161] T. Hirata, T. Kashiwagi, J. E. Brown, "Thermal and cxidative degradation of Poly(methylmethacrylate): Weight loss", *Macromolecules* **18**,1410-1418 (1985).

[162] J. R. Sheats and B. W. Smith, "Microlithography: science and technology", Library of Congress Cataloging-in-Publication data (1998).

[163] I. Junarsa, M. P. Stoykovich, P. Nealey, Y. Ma, F. Cerrina, H. H. Solak, "Hydrogen silsesquioxane as a high resolution negative-tone resist for extreme ultraviolet lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B* **23**(1), 138-143 (2005).

[164] Comunicación personal E.H. Anderson y YanWei.

[165] [http://www.2spi.com/catalog/grids/fine-square\\_1000hs.shtml](http://www.2spi.com/catalog/grids/fine-square_1000hs.shtml)

[166] Online, [www-cxro.lbl.gov](http://www-cxro.lbl.gov)

[167] A. Biswas and S. R. J. Brueck, "Simulation of the 45 nm half-pitch node with 193 nm immersion lithography-Imaging interferometric lithography and dipole illumination", *J. Microlith., Microfab., Microsyst.* **3**, 35-43 (2004).

[168] [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/)

[169] A. Fernandez, D. W. Phillion, "Effects of Phase Shifts on Four-Beam Interference Patterns", *Appl. Opt.* **37**, 473-478 (1998).

[170] O. Kafri, "Fundamental Limit on the Accuracy in Interferometers", *Opt. Lett.* **14**, 657-658 (1989).

[171] P. Carré, "Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures", *Metrologia* **2**, 13-23 (1966).

[172] R. Crane, "Interference phase measurement", *Appl. Opt.* **8**, 538-542 (1969).

[173] J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White, and D. J. Brangaccio, "Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses", *Appl. Opt.* **13**, 2693-2703 (1974).

[174] J. C. Wyant, "Use of an ac heterodyne lateral shear interferometer with real-time wavefront correction systems", *Appl. Opt.* **14**, 2622-2626 (1975).

[175] J.C. Wyant, "Interferometric optical metrology: basic principles and new systems", *Láser Focus* **18**, 65-71 (1982).

[176] J. Wyant and R. Shagam, "Use of Electronic Phase Measurement Techniques In Optical Testing", *Proceedings of ICO-11 Conference, Madrid, Spain*, 659-662 (1978).

[177] R. N. Shagam and J. C. Wyant, "Optical frequency shifter for heterodyne interferometers using multiple rotating polarization retarders", *Applied Optics* **17**, 3034-3035 (1978).

[178] K. Creath, "Chapter V: Phase-Measurment Interferometry Techniques", en "Progress in Optics XXVI", Wolf editor, Elsevier Science Publishers B.V., 349-393 (1998).

[179] J. E. Greivenkamp and JH Bruning, "Phase shifting interferometry", in *Optical Shop Testing*, Malacara. New York: Wiley, (1992).

[180] J. L. A. Chilla, J. J. Rocca, O. E. Martinez and M. C. Marconi, "Soft-x-ray interferometer for single-shot laser linewidth measurements", *Optics Letters* **21** (13), 955-957 (1996).

[181] O. E. Martinez, "Grating and prism compressors in the case of finite beam size", *Journal Of The Optical Society Of America B Optical Physics* **3** (7), 929-934(1986).

[182] <http://www.pi-usa.us/>