



# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA  
INGENIERÍA ELÉCTRICA - INSTRUMENTACIÓN

MICROSCOPIA INTERFEROMÉTRICA TERAHERTZ DE CAMPO CERCANO

## T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

DOCTORA EN INGENIERÍA

PRESENTA:

YESENIA ANGÉLICA GARCÍA JOMASO

TUTOR PRINCIPAL:

DR. NASER QURESHI, ICAT-UNAM

COMITÉ TUTOR:

DR. CARLOS G. TREVIÑO PALACIOS, INAOE

DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA, ICAT-UNAM

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX, SEPTIEMBRE 2021



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

*A Lucía y Alejo, mis padres*  
*A Ollín*

# Resumen

Durante las últimas tres décadas, se han desarrollado una gran variedad de sistemas de imagenología terahertz de onda pulsada o continua, siempre con el objetivo de mejorar la resolución espacial para ir más allá del límite de difracción descrito en términos generales por los criterios de Rayleigh y Abbe para el campo lejano. Las aplicaciones de imagenología en la banda terahertz han atraído la atención debido a las potenciales propiedades de las ondas terahertz como la capacidad de penetración al interactuar con ciertos materiales como papel, cartón, telas, polímeros, semiconductores; ésto habilita aplicaciones de imagenología biológica, en control de calidad en la industria, aplicaciones de seguridad, inspección de paquetes entre otras.

De todas las técnicas de imagenología terahertz desarrolladas a lo largo del tiempo, destacan dos técnicas clásicas prominentes: la microscopía de inmersión sólida y la basada en detección interferométrica. Por separado estas técnicas presentan notables ventajas que enriquecen a un sistema de imagenología. En primer lugar, la microscopía de inmersión sólida ofrece la posibilidad de optimizar la apertura numérica en un microscopio. Así, es posible lograr resoluciones espaciales de sublongitud de onda debido al alto índice de refracción de una lente esférica trunca (en la literatura le han atribuido ir más allá del límite de difracción). En segundo lugar, los sistemas basados en detección interferométrica proveen la ventaja de tener mediciones altamente sensibles aumentando la relación señal a ruido. En esta tesis, se demuestra un sistema de imagenología de onda continua de sublongitud de onda THz que opera en el campo cercano y que combina éstas dos técnicas prominentes. Se demuestra una resolución espacial de  $0.25\lambda$  y  $0.35\lambda$  a 703 GHz. Por último, este sistema es aplicado para la adquisición de imágenes a dos tipos de muestras: una muestra metálica y una biológica. Esta nueva modalidad de imagenología demuestra imágenes con alto contraste con potenciales aplicaciones en imagenología biológica e inspección industrial.

# Abstract

Over the past three decades, a large number of Terahertz (THz) systems have been developed, seeking to improve the resolution beyond the diffraction limit described in general terms by the Rayleigh and Abbe criteria in the far field. The imaging applications has gained attention due to the potential properties of the THz radiation as the capacity to penetrate while interacts with certain materials as paper, cardboard, fabric, polymers, semiconductors, among others. This enables the possibility of imaging applications in biology, quality control in the industry, security, package inspection and so on. Within existing techniques developed over time, two classical and prominent optical techniques highlights: solid immersion microscopy and interferometric detection. These techniques present notable advantages to enhance an imaging system. In the first place, solid immersion microscopy offers the possibility of achieving spatial resolutions beyond the diffraction limit by increasing the numerical aperture due to the high refraction index that characterize it; thus, a sub-wavelength THz spot is achieved. In the second place, the systems based on interferometric detection provide the advantage of having highly sensitive measurements by increasing the signal to noise ratio. This thesis demonstrates a sub-wavelength continuous-wave THz imaging system with spatial resolution of  $0.25 \lambda$  and  $0.35 \lambda$  at 703 GHz which works in the near field regime combining these prominent techniques. This new imaging modality demonstrates high contrast images with potential applications in biological imaging and industrial inspection.

# Agradecimientos

En primer lugar, agradezco al Consejo Nacional de Ciencias y Tecnología (CONACyT) por el apoyo económico brindado para la realización de mis estudios de doctorado y a la financiación de los proyectos PAPIIT IB100521, Conacyt fronteras 344 y CB253754.

Agradezco enormemente el apoyo del Dr. Naser Qureshi, mi asesor de tesis. Por su tiempo, conocimientos, dedicación e interés para que mi trabajo pudiera desarrollarse. Por sus consejos, sugerencias, motivación y buenos momentos que sin duda hicieron que mi paso por el Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología de la UNAM fuera una etapa llena de aprendizaje.

Un sincero y merecido agradecimiento a los doctores Carlos Treviño y Jesús Garduño por estar presentes en los avances de este trabajo. Sus comentarios y sugerencias siempre tan acertados han sido muy provechosos para este trabajo y han dejado un claro ejemplo de profesionalismo al guiarme en este proceso de aprendizaje. A la Dra. Mariana Alfaro y al Dr. Oscar Rodríguez por su valioso tiempo en la revisión de esta tesis.

A los doctores Maximino Avendaño (ICAT) y Rafael Izazaga (INAOE) por el tiempo y conocimiento que me brindaron con el diseño y fabricación de lentes para terahertz. Al doctor Enrique Castro por abrirme las puertas del Laboratorio Nacional de Ciencia y Tecnología de Terahertz con cede en el CIO para la realización de algunos experimentos. Al Dr. Oleg Kolokoltsev por sus interesantes pláticas, consejos experimentales y por el tiempo que dedicó en las clases durante parte de esta pandemia. A todos, un sincero agradecimiento.

Un caluroso y sentido agradecimiento a mis padres Lucía y Alejo, a mi larga lista de hermanas, hermanos, sobrinas, sobrinos y amigos que han estado muy cerca de mi y me han acompañado a través de los años. De ustedes he aprendido lo necesario para mi crecimiento personal que jamás olvidaré.

Con enorme cariño y agradecimiento, a mi amada hija Ollin y a mi compañero de vida, Octavio. En estos últimos años, su apoyo y todas las cosas que hacen cada día, me han permitido tener el tiempo y motivación para concluir esta etapa de mi formación académica. Espero poder ser un ejemplo en tu vida Ollín. A la señora Julia y Andrea, por brindarme su apoyo durante este periodo.

A mis queridas amigas Itzel y Anays. Por vivir esta experiencia conmigo, por los

buenos y no tan buenos momentos que hemos compartido. Espero tenerlas en mi vida aun que los años pasen. A mi gran amigo Gaudencio, por estar siempre presente apoyándome con sus consejos, sugerencias y por su amistad aun en la distancia. A mis compañeros del laboratorio: Dahí, Roberto y Cristian. Por su amistad, compañía y apoyo durante todo este periodo, les estaré enormemente agradecida.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. La banda Terahertz (THz)	1
1.2. Tecnología THz	4
1.2.1. Algunas fuentes THz	5
1.2.2. Detectores THz	9
1.3. Algunas aplicaciones destacadas	12
1.3.1. Sistemas de imagenología para defensa y seguridad	12
1.3.2. Comunicaciones	13
1.3.3. Aplicaciones biomédicas	13
1.3.4. Preservación del patrimonio cultural	14
1.4. Objetivo	14
<b>2. Teoría de interferencia</b>	<b>16</b>
2.1. Interferómetro Twyman-Green	20
<b>3. Imagenología THz</b>	<b>22</b>
3.1. El campo lejano y el límite de difracción	23
3.2. Imagenología limitada por difracción	24
3.2.1. Imagenología basada en THz-TDS	24
3.3. Imagenología de campo cercano THz	26
3.3.1. Campo cercano basado en aperturas	27
3.3.2. Campo cercano basado en esparcimiento ( <i>scattering</i> )	31
3.4. Microscopía de inmersión sólida	33
3.4.1. Lentes de inmersión sólida	34
3.4.2. Lentes de inmersión sólida en la banda THz	36



3.5. Imagenología basada en detección interferométrica . . . . .	37
<b>4. Detección interferométrica THz</b>	<b>42</b>
4.1. Caracterización experimental del sistema óptico . . . . .	42
4.1.1. La fuente de onda continua: BWO . . . . .	42
4.1.2. Experimentación del sistema óptico . . . . .	50
4.2. Sistema de imagenología THz basado en detección interferométrica .	55
4.2.1. Imágenes THz basadas en detección interferométrica . . . . .	58
4.3. Sistema de imagenología basado en microscopía de inmersión sólida y detección interferométrica . . . . .	63
4.3.1. Imágenes interferométricas THz de sublongitud de onda . . . .	65
<b>5. Conclusiones</b>	<b>73</b>
<b>A. Diseño de lentes esféricas para THz</b>	<b>75</b>
<b>B. Contribuciones</b>	<b>82</b>
<b>C. Congresos y presentaciones del trabajo</b>	<b>96</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>97</b>

# Índice de figuras

1.1. La banda terahertz (THz) está ubicada entre las microondas y el infrarrojo en un rango de frecuencias entre 100 GHz y 10 THz. Se muestra el resto del espectro desde las ondas de radio hasta los rayos gamma con algunos símbolos representativos de cada rango. . . . .	2
1.2. Comparación de la potencia de emisión de diversas fuentes THz como función de la frecuencia [12]. . . . .	6
1.3. Diagrama esquemático de un oscilador de onda de retorno (BWO). . . . .	7
1.4. Diagrama esquemático de un detector piroeléctrico. . . . .	11
2.1. Interferómetro Twyman-Green [34] . . . . .	21
3.1. (a) Forma de onda típica de un pulso resultante del sistema THz-TDS que muestra el campo eléctrico en función del tiempo, (b) espectro THz que muestra la amplitud espectral en función de la frecuencia, (c) es una imagen del <i>spot</i> THz a 205 GHz correspondiente a uno de los planos hiperespectrales (fuera de foco) característicos del cubo de datos adquiridos con THz-TDS siendo las dimensiones las distancias X-Y en milímetros y el tiempo la tercera dimensión y (d) es la imagen del <i>spot</i> THz a 742 GHz correspondiente a uno de los planos hiperespectrales característicos del cubo de datos adquiridos con THz-TDS en el plano focal del sistema. Dado a que es un sistema limitado por difracción, puede observarse el disco de Airy más pronunciadamente en (c). . . . .	26

3.2. Heteroestructura para confinar el campo eléctrico THz en una apertura de sublongitud de onda. (a) Sección transversal de la heteroestructura, (b) integración de la sonda de campo cercano: pantalla de oro con una apertura, D es una capa de aislante dieléctrico, DBR es un reflector de Bragg distribuido, PC es la antena fotoconducciona sobre LtGaAs y S un substrato de Zafiro. (c) Espectro de transmisión óptica de la sonda y (d) diagrama esquemático del arreglo experimental basado en THz-TDS [49]. . . . . 28

3.3. (a) Estructura de anillos concéntricos con estructura *Bow-tie* en el centro y (b) gráfica de transmisión en función de la longitud de onda medida en el campo cercano de la cara posterior de la sonda donde se compara la transmisión a través de una apertura circular y de la estructura *Bow-tie* inmersas dentro de la estructura tipo *Bull-eye* [51]. 30

3.4. Un haz THz de sublongitud de onda es enfocado en la superficie de una muestra. Parte de la radiación incidente es esparcida y absorbida por el sistema punta-muestra. La radiación THz transmitida se detecta mediante muestreo electro-óptico o con un bolómetro [59]. . 32

3.5. (a) Imagen TEM de un transistor donde se observan regiones altamente dopadas debajo de los contactos de la fuente y dren. (b) Imagen en el infrarrojo, (c) imagen THz de alta resolución del transistor en (a) que muestra las partes del transistor: fuente, dren y compuerta. A la derecha se muestra el perfil THz [60]. . . . . 32

3.6. Configuraciones de lentes de inmersión sólida. (a) Una lente hemisférica donde el foco se encuentra en el centro de la esfera incrementando la resolución en un factor de  $\approx n$ . (b) Configuración super-SIL que incrementa la resolución en un factor  $\approx n^2$ . Modalidades de imagenología de superficie (c) y de sub-superficie (d) [70]. . . . . 35

3.7. La luz incidente en la SIL puede dividirse en dos partes: el cono homogéneo y el anillo no homogéneo. En el cono, la luz se propaga directamente como una onda plana homogénea mientras que en el anillo, acopla las ondas evanescentes [71]. . . . . 36

<p>3.8. Comparación de imagenología usando una lente esférica y la combinación lente esférica-SIL. (a)-(c) Imágenes THz de hilos metálicos de <math>50 \mu\text{m}</math> con periodicidad de <math>500 \mu\text{m}</math> usando ondas polarizadas (TE y TM). (d)-(f) y (g)-(i) imagenología para dos logotipos donde las imágenes THz (e)(f)(h)(i) fueron adquiridas usando polarización horizontal [75]. . . . .</p> <p>3.9. Microscopía THz basada en SIL de diferentes tejidos suaves a <math>\lambda=500 \mu\text{m}</math>: (a)-(c) imagen en el visible de una hoja, (d)-(e) imagen THz e imagen en el visible de esferoides celulares y (f)-(h) imagen en el visible, una histología e imagen THz de una muestra de mama humana ex vivo [76]. . . . .</p> <p>4.1. Gráfica de la potencia emitida por el BWO QS1-710 <i>Microtech Instruments Inc.</i> en función de la frecuencia. . . . .</p> <p>4.2. Diagrama esquemático del sistema de ajuste mecánico del BWO dentro del campo magnético de un imán permanente de <i>Microtech Instruments Inc.</i>. . . . .</p> <p>4.3. Diagrama esquemático experimental del interferómetro Twyman-Green para la caracterización del BWO que incluye la etapa de adquisición de datos. . . . .</p> <p>4.4. Gráfica de intensidad en función de la frecuencia de emisión THz. Los espectros de emisión THz fueron obtenidos al aplicar la transformada de Fourier a cinco interferogramas en el dominio del tiempo obtenidos de aplicar diferentes voltajes al cátodo del BWO. . . . .</p> <p>4.5. Gráfica de frecuencia en función del voltaje aplicado al cátodo del BWO. Comparación del polinomio de calibración de <i>Microtech Instruments Inc.</i> (curva negra continua) con los resultados experimentales de cinco frecuencias de emisión del BWO: 0.598 THz, 0.609 THz, 0.627 THz, 0.637 THz, 0.653 THz (puntos rojos). . . . .</p> <p>4.6. Diagrama experimental del sistema de adquisición de imágenes donde se utiliza directamente el piroeléctrico para hacer un barrido en el plano X-Y perpendicular a la dirección de propagación Z del haz THz. . . . .</p>	<p>38</p> <p>39</p> <p>43</p> <p>44</p> <p>46</p> <p>47</p> <p>48</p> <p>49</p>
---	---

4.7. Imagen que muestra un corte transversal en el plano X-Y al frente de onda THz propagandose en la dirección Z. Se observa la distribución de energía emitida por la fuente a 610 GHz. . . . .	50
4.8. Diagrama experimental para determinar el tamaño de <i>spot</i> enfocado por la lente L3 TPX de 50 mm de distancia focal. En la parte inferior, se muestra el arreglo de lentes: TPX-inmersión sólida. . . . .	52
4.9. Gráfica de intensidad respecto a la distancia recorrida por la navaja en la dirección X. La gráfica de puntos representa la intensidad relativa de los datos experimentales mientras que la línea continua es el ajuste de la función de error de Boltzmann. . . . .	54
4.10. Gráfica de intensidad respecto a la distancia recorrida por la navaja en la dirección X. La gráfica roja continua muestra la primera derivada calculada a la función de error (línea azul continua) mientras que la gráfica rosa discontinua representa el ajuste Gaussiano aplicado a la primera derivada. . . . .	55
4.11. Diagrama esquemático del sistema de imagenología terahertz basado en detección interferométrica a 600 GHz: un interferómetro Twyman-Green en combinación con una lente esférica TPX como elemento de enfoque sobre una muestra. . . . .	57
4.12. Imágenes de la muestra con forma de cruz de <i>masking tape</i> : (a) imagen óptica, (b) la referencia a 600 GHz, (c) imagen de la muestra sobre el patrón de interferencia a 600 GHz y (d) imagen interferométrica resultante de la resta de la imagen de referencia y la imagen de la muestra sobre el interferograma [84]. Las imágenes fueron normalizadas de forma individual. . . . .	59
4.13. Imagen de la muestra en forma de cruz de <i>masking tape</i> adquirida en geometría de reflexión a 600 GHz (bloqueando el brazo de referencia donde se encuentra M2) [84]. . . . .	60

4.14. Imágenes de la muestra de GaAs cubierto de una película delgada de oro con un área de GaAs descubierta. (a) Imagen óptica de la muestra de una película delgada de oro sobre GaAs, (b) la imagen de referencia a 600 GHz, (c) imagen adquirida de la muestra sobre las franjas del interferograma a 600 GHz y (d) imagen interferométrica a 600 GHz obtenida de la resta entre la imagen de referencia y la imagen de la muestra sobre el patrón de interferencia. Las imágenes han sido normalizadas de forma individual. . . . . 61

4.15. (a) Imagen óptica de la muestra de GaAs cubierto con una película delgada de oro con una parte de GaAs descubierta y (b) imagen adquirida en reflexión a 600 GHz bloqueando el haz de referencia del interferómetro. . . . . 62

4.16. Diagrama esquemático del sistema de imagenología terahertz: un interferómetro Twyman-Green en combinación con una lente de inmersión sólida de silicio. . . . . 64

4.17. Patrón de interferencia experimental adquirido haciendo un barrido lineal del espejo de oro de referencia M2 con resolución en el tiempo de  $\approx 0.13$  ps ( $20\mu\text{m}$  de distancia). El periodo de  $\approx 1,422$  corresponde a la frecuencia de radiación terahertz emitida por el BWO a 703 GHz. 65

4.18. Mediciones del tamaño del *spot* de sublongitud de onda THz utilizando el método de la navaja de Foucault en las direcciones X y Y: Intensidad medida (línea azul continua) y su derivada respecto a la distancia (línea roja punteada), a 703 GHz; (a) en la dirección X y (b) en la dirección Y. El tamaño del *spot* de sublongitud de onda THz fue estimado usando el FWHM de la derivada. . . . . 67

4.19. (a) Imagen óptica de la forma de una película delgada de oro sobre un portaobjetos (b) Imagen adquirida mediante detección interferométrica en combinación con microscopía de inmersión sólida a 703 GHz de la forma de una película delgada de oro sobre un portaobjetos. 69

4.20. (a) Imagen óptica de la forma de una hoja recién cortada sobre un espejo de oro. (b) Imagen adquirida mediante detección interferométrica combinada con microscopía de inmersión sólida a 703 GHz de una hoja recién cortada sobre un espejo de oro. . . . . 70

4.21. Fotografía que muestra el microscopio THz de onda continua de sublongitud de onda basado en microscopía de inmersión sólida y detección interferométrica. . . . . 71

4.22. Fotografía del lugar de la muestra en el microscopio THz. . . . . 71

A.1. A la izquierda se muestra la lente esférica para THz de polipropileno y a la derecha, la lente de politetrafluoretileno(teflón)[95]. . . . . 81

# Índice de tablas

1.1. Cristales utilizados en detectores piroeléctricos con sus coeficientes y temperaturas Curie [4]. . . . .	11
4.1. Tabla de relación entre la distancia entre la cara plana de la lente TPX y la navaja y el diámetro del <i>spot</i> THz enfocado obtenido mediante el FWHM. . . . .	53
4.2. Tabla resumen de las capacidades del sistema de imagenología de onda continua THz de sublongitud de onda basado en microscopía de inmersión sólida y detección interferométrica. . . . .	72



# Capítulo 1

## Introducción

La ciencia y tecnología que fundamentan las imágenes en la actualidad se remontan en un arduo camino desde la invención de la fotografía en el siglo XIX. En aquel tiempo, mentes brillantes enfocaron su energía en comprender la naturaleza de la luz, que finalmente es descrita por las ecuaciones de Maxwell en la famosa teoría del electromagnetismo [1]. En la actualidad, es bien conocido que el espectro visible es un estrecho rango en el espectro electromagnético pero que ha incentivado la extensión de las técnicas de imagenología a otras regiones del espectro electromagnético y fuera de este como la imagenología de rayos x, microscopía electrónica (SEM: *Scanning Electron microscope* y TEM: *Transmission Electron Microscopy*), termografía en el infrarrojo, en las microondas, a frecuencias de radio (resonancia magnética), ultrasonido y durante las últimas tres décadas, en la región de los terahertz (THz).

Cada técnica presenta notables ventajas, así como también sus desventajas, sin embargo, cada una es aplicada dependiendo de problemas de imagenología a los que mejor se adaptan; destacando principalmente las aplicaciones biológicas, médicas, industriales y de seguridad.

### 1.1. La banda Terahertz (THz)

Los términos: ondas submilimétricas o infrarrojo lejano, en referencias antiguas eran destinados para referirse a lo que en la actualidad conocemos como banda terahertz (THz). Si nos ubicamos en el espectro electromagnético, podemos relacionar los diferentes rangos con algún símbolo representativo dependiendo de su aplicación,

por ejemplo: una antena o un receptor de radio, un horno de microondas, un control remoto, un arcoiris, un par de anteojos, imágenes médicas de rayos X pero no hay un símbolo representativo para la banda THz. Esto se debe a que esta región del espectro, aun se encuentra en una etapa de investigación y desarrollo en la búsqueda de aplicaciones significativas, extensas e insustituibles [2].

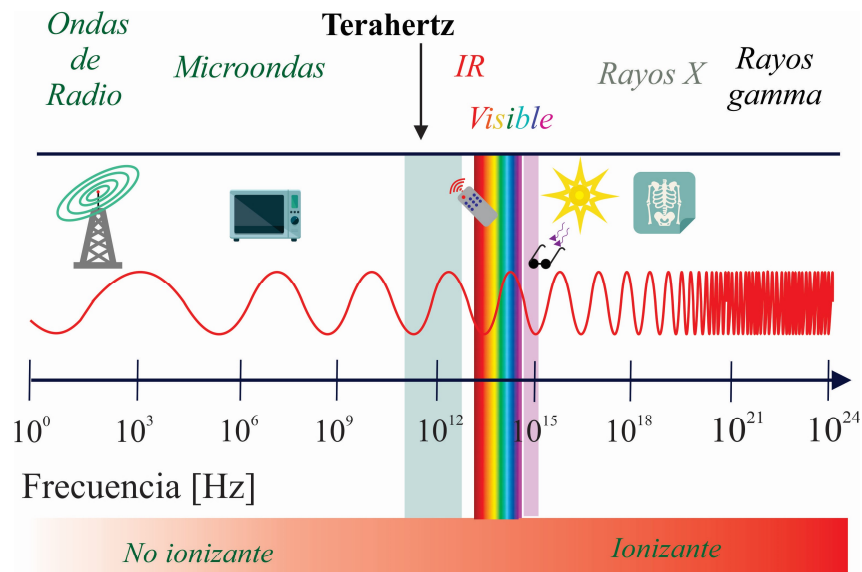


Figura 1.1: La banda terahertz (THz) está ubicada entre las microondas y el infrarrojo en un rango de frecuencias entre 100 GHz y 10 THz. Se muestra el resto del espectro desde las ondas de radio hasta los rayos gamma con algunos símbolos representativos de cada rango.

La banda terahertz (THz) es la región del espectro electromagnético ubicada entre las microondas y el infrarrojo. En la actualidad, un gran número de autores delimitan esta banda entre de 100 GHz ( $\lambda = 3$  mm) y 10 THz ( $\lambda = 30$   $\mu\text{m}$ ) con sus correspondientes energías de sus fotones en un rango entre 0.41 meV y 41 meV respectivamente. La Figura 1.1 muestra la banda THz en el espectro electromagnético.

La banda THz, ha sido conocida históricamente por la relativa falta de fuentes y detectores convenientes y económicos. Mucho del interés en la ciencia y tecnología en la banda terahertz ha crecido por ser un puente natural entre la electrónica y la óptica. Esto es, que en el extremo inferior en la banda, típicamente es detectado el campo eléctrico de una onda usando antenas, mientras que en el extremo superior de la banda, es detectada la intensidad o irradiancia que es proporcional al flujo

de los fotones. Hablando en términos de energía, en el rango del infrarrojo y el visible, la energía de los fotones y los espaciamientos entre los niveles de energía son generalmente mayores o comparables con  $K_B T$ , la energía térmica a temperatura ambiente; mientras que en las microondas, los espaciamientos de niveles de energía son mucho menores que  $K_B T$  por lo que se puede descuidar la naturaleza cuantizada del campo de radiación. Así, la radiación terahertz es el enlace natural entre la mecánica cuántica y las ondas electromagnéticas y por lo tanto, la tecnología THz es una fusión entre estos dos enfoques que ha tomado ideas y conceptos de ambos [3].

Una de las propiedades más valiosas de la radiación THz es la capacidad de pasar a través de un gran número de sustancias. Esto hace posible ver a través de algunos materiales como el cartón, papel, madera, plásticos, semiconductores, etc., abriendo la puerta a ser una herramienta prometedora en inspección de una manera no destructiva y no invasiva.

Por otra parte, la existencia de espectros de absorción química específicos, resultado de transiciones moleculares y enlaces intermoleculares en sustancias orgánicas, hacen que la radiación THz sea capaz de caracterizar cualitativamente y cuantitativamente composiciones químicas de un gran número de sustancias.

En contraste con las características más sobresalientes, la banda terahertz tiene limitaciones prácticas. Existen dos categorías de materiales que limitan el paso de las ondas THz: los metales y el agua. Por una parte, la profundidad de penetración en metales a estas frecuencias está en el rango de decenas de nanómetros [4], esto significa que una película delgada de metal, incluso de hasta de  $1 \mu\text{m}$  de espesor, bloquea casi totalmente estas frecuencias (en términos de reflectividad, los metales como el cobre, plata, oro y aluminio tienen un coeficiente de reflectividad cercano a la unidad). El segundo material que limita el paso de la radiación THz es el agua incluyendo todos los materiales mojados, como los tejidos biológicos cuyo coeficiente de absorción aproximadamente de seis órdenes de magnitud superior que en el rango visible. Esto ocasiona que la transmisión sea cada vez menos detectable mientras aumenta el espesor del medio que tenga contenido de agua. Así, estos dos tipos de materiales son por lo tanto opacos en esta banda del espectro electromagnético.

Aun en la actualidad, a pesar de las ventajas ofrecidas por estas ondas, existen algunos inconvenientes prácticos en cuanto a los altos costos de la mayoría de mate-

riales y dispositivos para este rango de frecuencias; como por ejemplo, el gran tamaño y peso de los equipos utilizados. Además, es necesario en muchos casos contar con condiciones especiales para detecciones cada vez más sensibles (enfriamiento a temperaturas criogénicas) elevando considerablemente sus costos. Afortunadamente, en los últimos años se ha incrementado el número de compañías industriales que forjan el camino para lograr una industria especializada de instrumentos THz madura, que en un futuro pueda hacer más asequible los materiales y equipos para el estudio de esta interesante y prometedora banda del espectro electromagnético.

## 1.2. Tecnología THz

Desde sus inicios en 1960 y cerca de 1970, la tecnología THz continúa en constante desarrollo. En un principio, fueron muchos los desafíos para el uso de esta banda de frecuencias. En aquel tiempo, la más intensa fuente de radiación reportada fue el láser de HCN (ácido cianídrico) que operaba a 890 GHz ( $\lambda \approx 0.337$  mm) desarrollado por Gebbie y colaboradores [5]. En años subsecuentes, la generación de pulsos ópticos ultracortos y el desarrollo de la tecnología de semiconductores hizo posible un avance más pronunciado en el estudio del campo optoelectrónico THz. Diversos grupos fueron capaces de generar radiación en el infrarrojo lejano por ejemplo, usando la técnica de generación por frecuencia diferencial en cristales no lineales basados en procesos ópticos no lineales de segundo orden [6][7]. Tal avance condujo al desarrollo de la ahora muy estudiada técnica de espectroscopía THz en el dominio del tiempo (THz-TDS: *THz-time-domain spectroscopy*) donde en un principio, pulsos ópticos de subpicosegundos fueron usados para generar y detectar radiación terahertz pulsada a través de interacciones ópticas no lineales entre el pulso óptico y un medio generalmente semiconductor [8][9][10][11]. En la actualidad, la técnica THz-TDS ha llegado a un punto de maduración de tal manera que se ha convertido en una técnica fundamental en la caracterización de materiales en este rango de frecuencias y también en aplicaciones de imagenología en diferentes campos como medicina, en la industria para el control de calidad por ejemplo de semiconductores, en cuestiones de seguridad para revisión de equipaje, paquetes, personas en aeropuertos, entre muchas otras aplicaciones.

En los años subsecuentes se han ido desarrollando otro tipo de fuentes como las de onda continua, que con el paso del tiempo han ido optimizando su emisión; así como también, se han desarrollado detectores que siempre están buscando un incremento en sensibilidad a través del desarrollo de nuevos materiales o dispositivos para este rango de frecuencias.

### 1.2.1. Algunas fuentes THz

Además de las fuentes pulsadas mencionadas previamente, existen fuentes de onda continua. Los multiplicadores de frecuencia, dispositivos de generación de frecuencia diferencial (DFG), osciladores de onda de retorno (BWO: *Backward-wave Oscillators*), láseres de cascada cuántica (QCL: *Quantum Cascade Lasers*), láseres de electrones libres (FEL: *Free Electron Lasers*) y generadores paramétricos son fuentes que en la actualidad están disponibles para emitir frecuencias Terahertz. La Figura 1.2 muestra una gráfica que presenta el rango de frecuencias de operación de las fuentes terahertz según su potencia de emisión en función de la frecuencia.

A continuación se describe brevemente el principio de funcionamiento de algunas de las fuentes terahertz que han destacado mayormente a este rango de frecuencias.

#### Osciladores de onda de retorno (BWO: *Backward-wave Oscillator*)

El principio de funcionamiento de esta fuente de radiación terahertz está basado en el movimiento de electrones dentro de un tubo de vacío Figura 1.3. En uno de los extremos del tubo hay un cátodo que es calentado de tal manera que emita electrones. Éstos son acelerados por un campo eléctrico de corriente continua hacia el otro extremo del tubo, conocido como ánodo. El haz de electrones acelerados es colimado mediante un campo magnético de lo largo del tubo. Entre el cátodo y el ánodo se encuentra una estructura en forma de peine conocida como estructura de onda lenta, la cual modula espacialmente el haz de electrones de tal manera que se creen grupos que excitan ondas superficiales en la estructura. Así, la velocidad de los electrones se iguala a la velocidad de fase de la onda electromagnética generada de la aceleración de los electrones. La energía de los electrones es transferida a la onda electromagnética generando radiación terahertz que pasa a través de una guía de onda antes de salir al espacio libre. El nombre de esta fuente se deriva del hecho



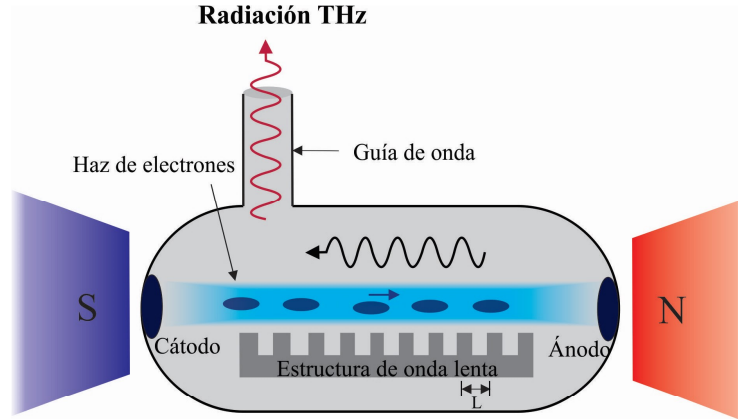


Figura 1.3: Diagrama esquemático de un oscilador de onda de retorno (BWO).

sólido incluyen diodos Gunn y diodos de efecto tunel, los cuales son dispositivos de resistencia negativa de dos terminales. Cuando estos dispositivos son acoplados a un resonador, convierten la energía eléctrica de corriente continua en una señal de corriente alterna de frecuencia de microondas. Si la magnitud de la resistencia negativa del diodo es ajustada para cancelar la resistencia del oscilador, el circuito oscila con una ganancia que es suficiente para presentar una emisión electromagnética de onda continua.

### Generadores paramétricos

En este tipo de fuentes, las ondas terahertz son emitidas con base en un proceso paramétrico óptico en un cristal no lineal [15]. Se derivan tres tipos: el generador paramétrico de ondas THz (TPG: *THz-wave Parametric Generator*), oscilador paramétrico de ondas THz (TPO: *THz-wave Parametric Oscillator*) y los de inyección (is-TPG: *THz-wave Parametric Generator*). Se caracterizan por trabajar a temperatura ambiente y son compactos. Su principio de operación consiste en la propagación de un haz láser intenso a través de un cristal no lineal donde los campos de ondas transversales de fotones y fonones están acoplados y se comportan como una mezcla de ambos, llamados polaritones. La radiación THz resulta de la dispersión paramétrica eficiente de la luz láser a través de un polaritón (dispersión de polaritón

estimulada). El proceso de dispersión involucra procesos no lineales de segundo y tercer orden para presentar emisión a frecuencias THz.

### **Láser de cascada cuántica (QCL: *Quantum Cascade Laser*)**

Son láseres de heteroestructura de semiconductor, la cual es una estructura periódica de capas alternadas de distintos semiconductores. Un voltaje de polarización externo induce transiciones entre dos estados cuasi-bidimensionales en la estructura periódica que produce emisión terahertz. El principio de operación se basa en dos procesos esenciales: transiciones entre sub-bandas y de cascada. Estas transiciones entre sub-bandas implican solo electrones (proceso unipolar), a diferencia de las recombinaciones radiativas de electrones y huecos en láseres de diodos semiconductores. En este tipo de láseres, un electrón tiene una transición entre sub-bandas en un periodo de la heteroestructura donde el mismo electrón es inyectado en el siguiente periodo y tiene de nuevo una transición entre sub-bandas. La repetición de este proceso hace alusión al término cascada describiendo un proceso iterativo de transiciones entre sub-bandas. Las potencias de salida de este tipo de láseres se ubica por arriba de los 100 mW a temperatura de helio líquido [4].

### **Láser de electrones libres (FEL: *Free Electron Laser*)**

Los láseres de electrones libres [16] usan un haz de electrones relativista pasando a través de un ondulator, donde una serie de imanes son colocados para generar un campo magnético transversal periódico, para generar radiación electromagnética coherente. La alternancia periódica de los campos magnéticos forzan a una oscilación sinusoidal de los electrones y así, la radiación es monocromática. La longitud de onda de la radiación esta determinada por algunos parámetros como la periodicidad del ondulator, la intensidad del campo magnético y la energía del haz de electrones. En la actualidad esta fuente destaca por tener la mayor potencia de emisión de THz entre todas las fuentes existentes.

En resumen, de acuerdo a la Figura 1.2, el desarrollo de todas estas fuentes ha ido completando gradualmente el espectro THz, proporcionando complementariamente características en términos de frecuencia y de la potencia generada. En general, los osciladores Gunn, osciladores de onda de retorno (BWO) y diodos multiplicadores



son derivados de la electrónica de microondas; para longitudes de onda superiores las fuentes utilizan láseres de gas, mientras que los QCLs, son excelentes en el IR; sin embargo, para la emisión a frecuencias terahertz requieren enfriamiento y operación en modo pulsado [17]. Por último, en la misma figura destacan las antenas fotoconductoras mayormente utilizadas en la técnica THz-TDS como las fuentes de menor potencia detectable, sin embargo, es importante destacar que es una de las técnicas ampliamente utilizadas para la caracterización de materiales e imagenología; por otra parte, destaca el FEL por ser la fuente de mayor potencia de emisión.

### 1.2.2. Detectores THz

Existen dos esquemas de detección basadas en detección coherente e incoherente. En la detección coherente es posible medir amplitud y fase del campo, mientras que en la detección incoherente solo se mide intensidad.

#### DetECCIÓN COHERENTE

Las técnicas de detección coherente están relacionadas con las técnicas donde se utilizan el mismo tipo de fuente de luz para generación y detección. Es aplicada tanto a sistemas pulsados como a los de ondas continua (CW: *Continuous-wave*). En los sistemas pulsados se encuentra el muestreo electro-óptico en el espacio libre donde se mide el campo eléctrico de pulsos THz de banda ancha en el dominio del tiempo utilizando el efecto Pockels que está relacionado con rectificación óptica. Aquí, en un cristal óptico no lineal se induce birrefringencia por un campo THz proporcional a la amplitud del campo. La forma de onda completa está determinada por una sonda óptica que mide la birrefringencia inducida por el campo en función del retardo de tiempo relativo entre el pulso THz y los pulsos ópticos.

Otro tipo de detección pulsada es aquella donde se hace la detección usando antenas fotoconductoras (PCA: *Photo-conductive Antenna*). En este caso, también se miden pulsos THz de banda ancha en el dominio del tiempo. El proceso de detección mediante la antena se da cuando en la ausencia de un voltaje de polarización, un campo THz induce una corriente en el *gap* de la antena fotoconductoras cuando un pulso de prueba óptico inyecta fotoportadores. La fotocorriente inducida es proporcional a la amplitud del campo eléctrico THz. Así, la forma de onda del pulso es

reconstruída en el dominio del tiempo midiendo la fotocorriente mientras se esta variando el retardo temporal entre el pulso THz y el de la prueba óptica. Esta técnica es llamada espectroscopía en el dominio del tiempo (THz-TDS) la cual también utiliza una antena para generar el campo THz detectado de la manera antes descrita [4].

Por otra parte, en la detección de onda continua (CW) la detección de foto-mezclado (*Photomixing*) se mide la radiación THz aprovechando la conmutación fotoconductiva. Aquí, la fotocorriente exhibe una dependencia sinusoidal en la fase relativa entre un pulso óptico y los THz. Un segundo modo de detección continua coherente es la heterodina, donde un cristal no lineal llamado mezclador es utilizado. Los diodos Schottky son usados generalmente como mezclador.

### **Detección incoherente**

Usualmente los detectores incoherentes son los detectores térmicos como piroeléctricos, bolómetros y celdas de Golay. La elección de este tipo de detectores depende de los requerimientos de la aplicación como la sensibilidad, rango de frecuencia y velocidad de respuesta. Así, cuando la sensibilidad no es un problema, puede utilizarse un detector piroeléctrico, el cual es compacto y opera a temperatura ambiente. Los bolómetros son una buena opción cuando los requerimientos exigen alta sensibilidad pues operan a temperaturas criogénicas. Finalmente, las celdas de Golay son buena opción en la detección en un rango espectral muy amplio y son mejores en sensibilidad que un piroeléctrico, sin embargo, son más costosas.

### **Detectores piroeléctricos**

Como se estudió previamente, los detectores piroeléctricos son un tipo de detector incoherente puesto a que solo miden intensidad del campo. En estos detectores, un cristal piroeléctrico (cristal polar) es polarizado espontáneamente ya que cada celda unitaria posee un momento dipolar eléctrico permanente alineado con un eje del cristal. La polarización espontánea en estos materiales es susceptible a cambios en la temperatura; a éste fenómeno físico se le llama piroelectricidad. Los materiales que poseen esta característica física y usados en detectores piroeléctricos son mostrados en la Tabla 1.1 siendo los materiales más sensibles el TGS y DTGS para

Tabla 1.1: Cristales utilizados en detectores piroeléctricos con sus coeficientes y temperaturas Curie [4].

Cristal piroeléctrico	Nombre	$p[nC/cm^2K]$	$T_C[^\circ C]$
TGS	Sulfato de triglicina	33-40	49
DTGS	Sulfato de triglicina deuterado	25-30	57-62
$LiTaO_3$	Tantalato de litio	19	620
$BaTiO_3$	Titanato de bario	20	135

frecuencias THz [4].

La Figura 1.4 muestra el diagrama esquemático de un detector piroeléctrico. Un cambio en la potencia incidente en el cristal piroeléctrico causará un cambio en su temperatura ( $\delta T$ ) incrementando las cargas eléctricas de signo opuesto siendo liberadas del cristal. Arriba del punto de Curie, el cambio en la polarización espontánea y la constante dieléctrica con la temperatura de un cristal piroeléctrico es incrementada. Una óptima temperatura de operación es por debajo del punto de Curie para maximizar la carga por ( $\delta T$ ) [18]. Los electrodos que estan en los límites de las superficies del cristal forman un capacitor. Si el circuito se cierra, fluye una corriente a través de éste para compensar el cambio en la superficie de carga. Los circuitos en detectores reales, son más complicados donde el capacitor formado puede funcionar como fuente de voltaje o de corriente.

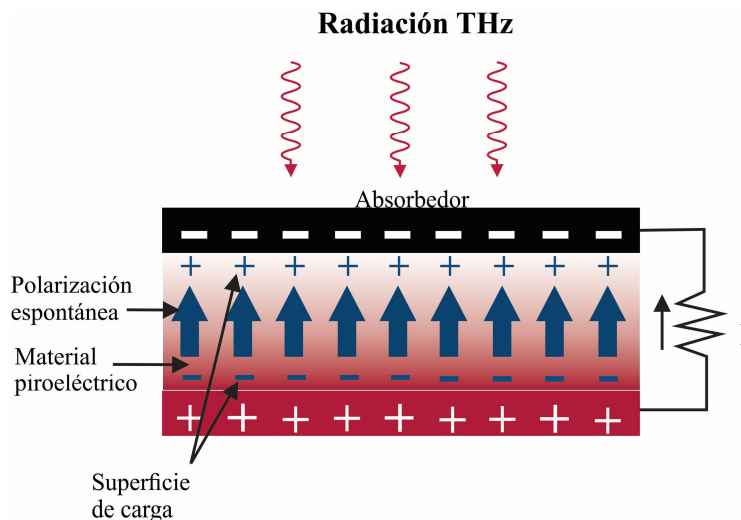


Figura 1.4: Diagrama esquemático de un detector piroeléctrico.

La densidad de carga superficial esta relacionada con la polarización por:

$$\sigma_b = P \times n, \quad (1.1)$$

donde  $P$  es el vector de polarización y  $n$  es un vector unitario normal a la superficie. En la superficie del detector existe una corriente neta inducida por el cambio en la polarización descrita por,

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{d(\sigma_b A)}{dt} = A \left( \frac{dP}{dt} \right), \quad (1.2)$$

donde  $A$  corresponde al área de la superficie. Por lo tanto, la densidad de corriente es la derivada parcial de la polarización respecto al tiempo:

$$J_P = \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (1.3)$$

Así, cuando el cambio en la polarización es producida por cambios en la temperatura, la ecuación 1.2 puede ser reescrita como,

$$I = A \left( \frac{dP}{dT} \right) \left( \frac{dT}{dt} \right) = pA \left( \frac{dT}{dt} \right), \quad (1.4)$$

donde  $p = (dP/dT)$  es el coeficiente de piroelectricidad que indica que tan sensible es la polarización del material cuando hay un cambio en la temperatura. Debido a que la corriente piroeléctrica es muy pequeña para medirla directamente, se utilizan amplificadores de alta impedancia [4].

## 1.3. Algunas aplicaciones destacadas

### 1.3.1. Sistemas de imagenología para defensa y seguridad

La característica de la radiación THz de penetrar algunos materiales como el cartón, telas, algunos polímeros y de ser reflejada por materiales metálicos, habilita la posibilidad de aplicaciones de imagenología para defensa y seguridad como los enfoques de imágenes de exploración corporal independientes para la detección en puntos de control, donde desde distancias de algunos metros es posible detectar ob-

jetos que ponen en riesgo la seguridad [19][20]. Se han desarrollado también algunos sistemas comerciales como los sistemas de imagenología descritos en [21] [22]. Los sistemas comerciales han sido aplicados en algunos aeropuertos e instituciones de alto rango para inspección corporal y de equipaje para encontrar objetos ocultos.

### 1.3.2. Comunicaciones

Debido a que el tráfico de datos inalámbricos se está incrementando exponencialmente como resultado del desarrollo del despliegue de redes de banda ancha para comunicaciones fijas e inalámbricas y la evolución de los servicios en línea, cada vez se requieren velocidades de transmisión de datos más altas y por lo tanto, amplios anchos de banda. La banda THz esta siendo estudiada por el potencial que tienen de aumentar la capacidad de ancho de banda en comparación con los sistemas de microondas. Otro beneficio, es que las comunicaciones THz son mas direccionales que los enlaces de microondas u ondas milimétricas debido a la menor difracción en el espacio libre. Además, las comunicaciones THz pueden ser implementadas como enlaces de comunicaciones seguros. La radiación THz puede admitir sistemas de espectro ensanchado de ancho de banda ultra alto que pueden permitir comunicaciones seguras, redes de alta capacidad y protección contra ataques de interferencia de canales. La radiación THz presenta menos atenuación ante ciertas condiciones atmosféricas en comparación con el infrarrojo [23] [24]. Aunque continúan en desarrollo, las comunicaciones THz son una potencial aplicación que merece ser estudiada.

### 1.3.3. Aplicaciones biomédicas

Ha surgido un gran interés en las aplicaciones de espectroscopía THz para probar y caracterizar biomateriales debido a que la mayoría de los movimientos biomoleculares y la rotación de la estructura molecular se encuentran en el mismo rango de frecuencias que la radiación THz [25]. Además, es posible monitorear la dinámica de hidratación rápida alrededor de biomoléculas cuyos movimientos ocurren en la escala de tiempo de picosegundos que también corresponden a los periodos de las ondas THz. Estas ventajas, hacen que la radiación THz sea aplicada de manera única en comparación con técnicas en otros rangos del espectro electromagnético. Dentro de las aplicaciones biomédicas mas sobresalientes se encuentra el estudio de

ácidos nucleicos [26], aminoácidos y péptidos [27] [28], dermatología (tejidos) [29], oncología [30], etc.

#### 1.3.4. Preservación del patrimonio cultural

La capacidad de la radiación THz de penetrar materiales de manera no destructiva y sin contacto, habilita su aplicación en la preservación de objetos de patrimonio cultural. La información acerca de la estructura interna de objetos de patrimonio cultural da información valiosa sobre su construcción e historia. La radiación THz posee una potencial aplicación para diferenciar y en determinadas circunstancias identificar el pigmento en profundidad [31][32][33].

### 1.4. Objetivo

El objetivo de esta tesis es diseñar, desarrollar la instrumentación y adquirir imágenes de muestras de alto y bajo contraste a través de un sistema de imagenología THz que combina dos técnicas prominentes y clásicas en óptica: la detección interferométrica y la microscopía de inmersión sólida. Ambas técnicas han sido profundamente estudiadas por separado por diversos grupos de investigación en óptica y muy pocos en la banda THz. En este trabajo se combinan estas dos técnicas para aportar sus principales características y lograr la adquisición de imágenes con resoluciones espaciales de sublongitud de onda en el campo cercano a frecuencias THz.

Esta tesis esta organizada para mostrar en una introducción (capítulo 1) un panorama general respecto a la banda terahertz con sus notables ventajas para aplicaciones en el mundo real, así como también las barreras frente a ciertos materiales y la tecnología misma. Se muestra además algunas de las fuentes terahertz que han sido mayormente utilizadas a lo largo del tiempo, así como los principales enfoques de detección. Para finalizar este capítulo se describe brevemente algunas de las aplicaciones más destacadas de la radiación THz en diversos ámbitos, además de los objetivos de este trabajo.

En el capítulo 2 se describe la teoría de interferencia la cual es un elemento fundamental para el desarrollo de esta tesis. Además se explica de forma general al

interferómetro Twyman-Green y se mencionan algunas aplicaciones.

En el capítulo 3 se desarrolla un panorama histórico de la imagenología THz explicando los fundamentos teóricos necesarios en imagenología desde la perspectiva de campo lejano y el límite de difracción. Se describen algunos sistemas limitados por difracción en imagenología pulsada y se contrasta con la imagenología de campo cercano THz. Para finalizar el capítulo se describen los dos enfoques principales de ésta tesis: la microscopía de inmersión sólida y la imagenología basada en detección interferométrica en la banda THz.

En el capítulo 4 se hace un enfoque en el desarrollo gradual del sistema de imagenología de sublongitud de onda THz. Primeramente se analiza el elemento fundamental de emisión, la fuente terahertz de onda continua utilizada (oscilador de onda de retorno o BWO), siguiendo con los elementos ópticos clave para el sistema de imagenología trabajando en campo lejano, culminando en esta primera etapa con un sistema de imagenología basado en detección interferométrica con sus respectivas imágenes adquiridas. Este primer enfoque marca la pauta al desarrollo del diseño óptico y la instrumentación, la cual combina el manejo de instrumentos de medición, así como automatización de las diferentes etapas de traslación lineal controladas por una computadora personal para la adquisición de datos. Con esto, se hace posible la comprensión del funcionamiento teórico y experimental del sistema de imagenología de sublongitud de onda.

En el capítulo 5 se realiza la conclusión a manera de resumen de esta tesis resaltando los logros obtenidos, fortalezas y debilidades del sistema desarrollado, así como las principales direcciones para referencias futuras.

Se anexa, la descripción del diseño y fabricación de lentes esféricas para la banda THz. La parte de diseño se realiza con la colaboración del Dr. Maximino Avendaño Alejo (ICAT-UNAM) quien ha desarrollado la teoría necesaria para la optimización de estos elementos ópticos fundamentales. Por otra parte, la fabricación de las lentes, se hace con la colaboración del Dr. Rafael Izazaga Pérez del Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica.

## Capítulo 2

# Teoría de interferencia

Cuando una fuente de luz monocromática es dividida en dos haces y éstos son superpuestos, la intensidad o irradiancia en la región de superposición varía punto a punto entre máximos que superan las intensidades de los dos haces por separado y los mínimos que pueden ser cero. A este fenómeno electromagnético de superposición de ondas estrictamente monocromáticas provenientes de una misma fuente se le conoce como interferencia.

Los instrumentos que son utilizados para generar interferencia se conocen como interferómetros. Existen dos métodos generales para producir interferencia. En el primero de ellos, se divide el frente de onda al pasar a través de aperturas circulares o rectangulares separadas entre sí. A este método se le llama división por frente de onda. En el segundo caso existe una división de amplitud cuando el haz principal es dividido en una superficie parcialmente reflejante donde una parte de la luz es reflejada y la otra es transmitida. A este método se le conoce como división de amplitud.

Para analizar matemáticamente el fenómeno de interferencia, en este trabajo se parte de la idea de que se debe cuantificar la cantidad de energía media resultante de la interferencia a frecuencias terahertz que puede ser captada por un detector por unidad de área (perpendicular a la dirección de propagación) por unidad de tiempo. A esta cantidad de energía vista por el detector se le conoce como intensidad o irradiancia.

Es conocido que la irradiancia o intensidad para una onda plana puede ser re-



presentada matemáticamente en función del campo eléctrico de la siguiente manera:

$$I = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \langle \mathbf{E}^2 \rangle, \quad (2.1)$$

donde  $c$ ,  $\epsilon$  y  $\mu$  son la velocidad de la luz, la permitividad eléctrica y la permeabilidad en el espacio libre y  $\mathbf{E}$  el vector de campo eléctrico.

El vector de campo eléctrico para ondas monocromáticas puede ser representado de la forma,

$$\mathbf{E}(r, t) = R\{\mathbf{A}(r)e^{-i\omega t}\} = \frac{1}{2}[\mathbf{A}(r)e^{-i\omega t} + \mathbf{A}^*(r)e^{i\omega t}], \quad (2.2)$$

donde  $\mathbf{A}$  es un vector complejo con componentes cartesianas rectangulares de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} A_x &= a_1(r)e^{ig_1(r)} \\ A_y &= a_2(r)e^{ig_2(r)} \\ A_z &= a_3(r)e^{ig_3(r)}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

de donde  $a_j$  y  $g_j$  son funciones reales correspondientes a amplitudes y fases respectivamente. Para una onda plana homogénea estas amplitudes son constantes y las fases tienen la forma:

$$g_j(r) = \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r} - \delta_f, \quad (2.4)$$

donde  $\boldsymbol{\kappa}$  es el vector de propagación y  $\delta_f$  son fases constantes que especifican el estado de polarización.

A partir de la ecuación 2.2 para una onda plana monocromática se tiene que:

$$\mathbf{E}^2 = \frac{1}{4}[\mathbf{A}^2 e^{-2i\omega t} + 2\mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^* + \mathbf{A}^{2*} e^{2i\omega t}], \quad (2.5)$$

de donde tomando el tiempo promedio en un intervalo grande comparado con el periodo  $T = 2\pi/\omega$ , se tiene la siguiente representación del vector de campo eléctrico:

$$\langle \mathbf{E}^2 \rangle = \frac{1}{2}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^*) = \frac{1}{2}(|A_x|^2 + |A_y|^2 + |A_z|^2) = \frac{1}{2}(a_1^2 + a_2^2 + a_3^2). \quad (2.6)$$

Hasta este punto, tenemos la representación del campo eléctrico como un promedio para una sola onda plana. Para el interés de este trabajo se debe analizar que sucede si se tienen dos ondas planas monocromáticas que son superpuestas en un mismo punto en el espacio. Para esto, es necesario denotar a cada onda como  $\mathbf{E}_1$  y  $\mathbf{E}_2$ . Con base en esto, puede ser definido un campo eléctrico total como la suma de ambos campos eléctricos de la siguiente manera:

$$\mathbf{E}_{total} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2, \quad (2.7)$$

y a partir de ello:

$$\mathbf{E}_{total}^2 = \mathbf{E}_1^2 + \mathbf{E}_2^2 + 2\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2. \quad (2.8)$$

Así, dada la relación existente entre la irradiancia y el campo eléctrico, puede afirmarse que la irradiancia en el punto de interferencia es:

$$I_{total} = I_1 + I_2 + 2I_1 \cdot I_2 = I_1 + I_2 + J_{12}, \quad (2.9)$$

donde  $I_1 = \langle \mathbf{E}_1^2 \rangle$ ,  $I_2 = \langle \mathbf{E}_2^2 \rangle$  y el término de interferencia  $J_{12} = 2\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle$ .

Ahora se considera asignar las literales  $\mathbf{A}$  y  $\mathbf{B}$  a las amplitudes complejas para  $\mathbf{E}_1$  y  $\mathbf{E}_2$  respectivamente para todas sus componentes de tal manera que,

$$\begin{aligned} A_x &= a_1 e^{ig_1}, \dots, \\ B_x &= b_1 e^{ih_1}, \dots, \end{aligned} \quad (2.10)$$

donde  $g_j$  y  $h_j$  son fases reales de la dos ondas que son generalmente distintas dado a que cada onda viaja por caminos ópticos distintos hacia el punto de superposición donde estas interfieren. Sin embargo, si se supone que las condiciones experimentales son tales que permitan que esta diferencia de fase entre las correspondientes componentes sea la misma, entonces puede afirmarse que,

$$g_1 - h_1 = g_2 - h_2 = g_3 - h_3 = \delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \mathcal{L}, \quad (2.11)$$

donde  $\delta$  es la diferencia de fase entre las componentes de cada onda,  $\Delta \mathcal{L}$  es la diferencia entre los caminos ópticos de las dos ondas viajando hacia el punto de interferencia y  $\lambda_0$  es la longitud de onda en el espacio libre. Enseguida, para analizar el término de interferencia de 2.9 se deberán representar con las amplitudes complejas considerando las literales  $\mathbf{A}$  y  $\mathbf{B}$  establecidas para cada onda de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 &= \frac{1}{2}(\mathbf{A}e^{-i\omega t} + \mathbf{A}^*e^{i\omega t}) \cdot \frac{1}{2}(\mathbf{B}e^{-i\omega t} + \mathbf{B}^*e^{i\omega t}) \\ &= \frac{1}{4}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}e^{-2i\omega t} + \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^* + \mathbf{A}^* \cdot \mathbf{B} + \mathbf{A}^* \cdot \mathbf{B}^*e^{2i\omega t}), \end{aligned} \quad (2.12)$$

para que,

$$\begin{aligned} J_{12} &= 2\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle = \frac{1}{2}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}^* + \mathbf{A}^* \cdot \mathbf{B}) \\ &= a_1 b_1 \cos(g_1 - h_1) = a_2 b_2 \cos(g_2 - h_2) = a_3 b_3 \cos(g_3 - h_3) \\ &= (a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3) \cos \delta. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Al considerar la intensidad resultante de la superposición de dos ondas que se propagan en la dirección  $z$  y que están linealmente polarizadas con sus vectores de campo eléctrico en la dirección  $x$  se tiene:

$$a_2 = a_3 = b_2 = b_3 = 0 \quad (2.14)$$

y sabiendo que,

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{2} a_1^2 \\ I_2 &= \frac{1}{2} b_1^2 \\ J_{12} &= a_1 b_1 \cos \delta, \end{aligned} \quad (2.15)$$

se puede reescribir la ecuación 2.9 que describe que la irradiancia total resultante de la interferencia de dos ondas planas monocromáticas de la siguiente manera:

$$I_{total} = I_1 + I_2 + J_{12} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\delta. \quad (2.16)$$

Se obtienen máximos de irradiancia cuando

$$|\delta| = 0, 2\pi, 4\pi, \dots \quad (2.17)$$

y mínimos cuando

$$|\delta| = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots \quad (2.18)$$

Estos máximos y mínimos de irradiancia son el resultado de la diferencia de fase entre las ondas que son superpuestas y dan como resultado la presencia de franjas brillantes y oscuras en el plano de detección definiendo así un interferograma. Una manera de definir la calidad de las franjas en un interferograma es a partir de la visibilidad la cual está definida por,

$$\mathcal{V}(r) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (2.19)$$

donde  $I_{max}$  es la irradiancia detectada e  $I_{min}$  es la irradiancia mínima contigua en un interferograma. Una visibilidad de 1 dará lugar a un mejor contraste de franjas en el interferograma mientras que una visibilidad que tienda a cero dará como resultado un interferograma en el cual las franjas no estén bien definidas hasta llegar a cero y perder por completo las franjas de interferencia.

## 2.1. Interferómetro Twyman-Green

A este tipo de interferómetro también se le conoce como interferómetro de Michelson de haces colimados el cual emplea el método de división de amplitud para generar interferencia entre dos ondas planas monocromáticas.

En el interferómetro Twyman-Green un frente de onda proveniente de una fuente puntual cuasimonocromática es colimado tras pasar por una lente (L1) generándose así un frente de onda plano. La división de la amplitud del frente de onda se lleva a

cabo en un divisor de haz (BS: *Beam Splitter*) el cual refleja y transmite dos frentes de onda que se propagan de manera ortogonal hacia dos espejos planos M1 y M2. Los espejos reflejan de nuevo los frentes de onda hacia el divisor de haz donde se superponen generando un patrón de interferencia. Uno de los espejos es desplazado para variar la diferencia de caminos ópticos, mientras que el otro se mantiene fijo. En este tipo de configuración si los dos espejos se colocan de forma perpendicular no se generarán franjas de interferencia, sin embargo, si se introduce un pequeño ángulo el patrón de franjas será visible. En la Figura 2.1 se ilustra el interferómetro Twyman-Green donde puede observarse la inclinación de uno de los espejos y los frentes de onda regresando hacia el divisor de haz denotados como W1 y W2. La lente L2 es utilizada para enfocar en el plano de detección la irradiancia resultante de la superposición. El interferómetro Twyman-Green se encuentra entre las herramientas

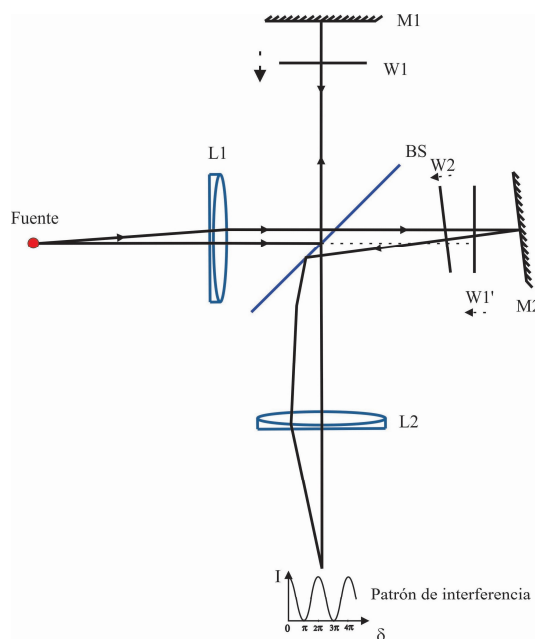


Figura 2.1: Interferómetro Twyman-Green [34]

ópticas más poderosas dado a que puede probarse la calidad de diversos elementos ópticos como lentes y prismas. Este tipo de interferómetro es una de las bases de esta tesis.

## Capítulo 3

# Imagenología THz

Durante las últimas tres décadas, se han desarrollado un gran número de sistemas de imagenología terahertz de onda pulsada o continua, siempre con el objetivo particular de mejorar la resolución espacial e ir más allá del límite de difracción descrito de manera general por los criterios de Rayleigh y Abbe en el campo lejano.

El desarrollo pionero de un sistema de imagenología en el infrarrojo lejano en 1976 fue presentado por Hartwick y colaboradores. Tal sistema estuvo basado en un láser de HCN ( $300 \mu\text{m}$  a  $1 \text{ mm}$ ) y permitió la adquisición de imágenes en reflexión y transmisión de algunos objetos; además, hizo las predicciones que llegarían en los años subsecuentes de aplicaciones industriales, militares y en el ámbito médico [35]. Durante esa década y la siguiente, el campo fue adquiriendo madurez con el desarrollo de los láseres pulsados y tecnología de semiconductores, hasta llegar al desarrollo de técnicas como THz-TDS que hizo posible el histórico sistema optoelectrónico de imagenología THz pulsado desarrollado por Hu y Nuss [36]. Con dicho sistema se demostraron aplicaciones en inspección de equipaje y contenido químico en objetos biológicos sin olvidar que esta técnica provee una imagen espectral de banda ancha con información de amplitud y fase del campo eléctrico. Posterior al trabajo mencionado, fue asignado el término rayos T (*T-Ray*) a la técnica de imagenología THz [37] desarrollada en esos tiempos. Por otra parte, en el ámbito de imagenología de onda continua THz, destaca el trabajo de Kleine-Ostmann y colaboradores [38] destacando características en ese entonces en cuanto a un esquema menos costoso y más compacto en comparación al desarrollado por Hu y Nuss. A partir de és-

tos desarrollos, han sido exploradas múltiples variantes incluyendo imagenología en el campo cercano, tomografía THz, imagenología de polarización, imagenología de campo oscuro, imagenología de un solo pixel, imágenes de conversión de tiempo, imagenología recíproca e imagenología interferométrica [39].

El uso de la radiación THz para adquisición de imágenes tiene un gran número de ventajas. La más fundamental radica en la idea de que al ser la banda THz un rango diferente en el espectro, las imágenes pueden proveer información complementaria a la adquirida en otras regiones del espectro electromagnético como las obtenidas con microondas, infrarrojo, visible, ultravioleta, rayos X, rayos gamma, etc.

Al comparar la imagenología THz con las microondas por ejemplo, se tiene la ventaja de tener menores longitudes de onda y por lo tanto, se mejora la resolución espacial tanto en el campo lejano como en el cercano. Comparada con la imagenología en el infrarrojo, existen muchos más materiales asequibles que son transparentes en la banda THz [40]. La capacidad de penetración de las ondas THz, resulta en una excepcional ventaja en comparación con las longitudes de onda en el rango visible. En comparación con los rayos X, la radiación THz ofrece una poderosa ventaja en la reducción del riesgo por irradiación ya que la energía de un fotón terahertz es menor que la de un fotón de rayos X (aproximadamente seis órdenes de magnitud menor), la cual no es suficiente para ionizar materiales, principalmente tejidos biológicos. Otra ventaja notable respecto a los rayos X, es que la radiación THz hace posible imágenes con un mayor contraste en la diferenciación entre varios materiales blandos y la posibilidad de identificación química de materiales [2].

### 3.1. El campo lejano y el límite de difracción

Una de las definiciones del término difracción ha sido establecida por Sommerfeld como cualquier desviación de los rayos de luz de las trayectorias rectilíneas que no puede interpretarse como reflexión o refracción. Es causada por el confinamiento de la extensión lateral de una onda y es más apreciable cuando ese confinamiento es de tamaños comparables con la longitud de onda de la radiación que se está utilizando [41]. El fenómeno de difracción ocupa un lugar muy importante en problemas de la física e ingeniería que impliquen la propagación de ondas. Para describir la difracción,

hay un extenso análisis matemático desarrollado que es descrito en la teoría de difracción por Born and Wolf en [34].

Al ser las lentes dispositivos ópticos concentradores de luz, que trabajan en el campo lejano, la resolución espacial ( $\delta l$ ) esta determinada por el criterio de Rayleigh de la siguiente manera:

$$\delta l = 0,61 \frac{\lambda_0}{n \sin \theta}, \quad (3.1)$$

siendo  $\lambda_0$  la longitud de onda de la luz en el vacío,  $n$  el índice de refracción del medio,  $\theta$  es la mitad del ángulo de apertura del haz de luz enfocado y  $n \sin \theta$  la apertura numérica de la lente (NA: *Numerical aperture*). Así, la ecuación 3.1 describe la resolución espacial en el plano del objeto que puede alcanzar una lente. Por ejemplo, la luz emitida desde una fuente puntual posicionada cerca del plano focal del objetivo de un microscopio y pasando a través de una lente circular producirá un patrón de difracción en forma de anillos concéntricos conocido como el disco de Airy (el disco de Airy puede ser observado en la Figura 3.1c resultado de un sistema que trabaja en el campo lejano y por lo tanto, esta limitado por difracción). A partir del disco de Airy puede definirse  $\delta l$  como la mínima distancia entre un máximo central de una fuente puntual y el primer mínimo [1][42].

Para un sistema de imagenología THz que opera en el campo lejano que utiliza una lente con una distancia focal de, por ejemplo, 0.04 m, con un diámetro de 0.038 m (por lo tanto una NA=0.95), con una fuente de radiación THz a 600 GHz ( $\lambda = 500 \mu\text{m}$ ) se tendría un  $\delta l \approx 642,11 \mu\text{m}$ .

## 3.2. Imagenología limitada por difracción

### 3.2.1. Imagenología basada en THz-TDS

Como se citó previamente, la técnica THz-TDS históricamente fue una de las técnicas pioneras en la generación y detección de radiación THz. Los pulsos THz de banda ancha son generados y detectados a partir del uso de antenas fotoconductoras o bien, con métodos que involucran procesos ópticos no lineales. La ventaja de esta técnica es la información de amplitud y fase del campo eléctrico THz detectado. Así, una imagen adquirida a partir de esta técnica poseerá información valiosa de



la muestra para ser analizada a partir de teoría desarrollada y obtener propiedades físicas de materiales.

Para obtener una imagen utilizando esta técnica, es necesario hacer un barrido para adquirir trazas individuales punto por punto de las formas de onda de pulsos THz característicos; ésto, en el plano focal de elementos ópticos como lentes o espejos parabólicos. El resultado de dicho barrido es un cubo de datos en tres dimensiones. Las primeras dos dimensiones corresponden a la distancia de barrido en las direcciones X-Y y la tercera dimensión corresponde al tiempo de cada traza. A cada traza en el tiempo correspondiente a cada medición punto por punto (pixel) se le aplica la transformada rápida de Fourier para obtener una imagen para cada frecuencia correspondientes a cada punto en el espectro emitido por la fuente. Para extraer información útil y obtener imágenes es necesaria una normalización que además ayudará a mejorar el contraste de la imagen.

La Figura 3.1a muestra la forma de onda de un pulso típico de un sistema THz-TDS del campo eléctrico THz en función del tiempo. La Figura 3.1b muestra la gráfica de la amplitud espectral en función de la frecuencia que es el resultado de aplicar la transformada rápida de Fourier al pulso THz en el tiempo. La imagen de la Figura 3.1c muestra la forma del *Spot* THz en un sistema comercial TDS *Picomatrix* de *Advanced Photonics Inc.* del Centro de Investigaciones en Óptica (CIO, León Gto. México). La imagen es un plano a una frecuencia de 205 GHz en una posición de la muestra (*spot* THz) fuera del plano focal del sistema de imagenología. La imagen de la Figura 3.1d muestra un plano dentro del espectro a 742 GHz en el plano focal del sistema. Éstas imágenes son solo dos de una gran cantidad de imágenes en cada punto del espectro THz 3.1b emitido por este sistema. Es claramente visible el reducido diámetro de un *spot* THz enfocado con este sistema y uno completamente fuera de foco. Por otra parte, también es posible obtener directamente imágenes usando los datos en el tiempo (para cada punto de la forma de onda del pulso THz). En este experimento se adquirieron imágenes del frente de onda enfocado y desenfocado, sin embargo estos sistemas tienen un gran cantidad de aplicaciones utilizando muestras de distintos materiales como por ejemplo, para aplicaciones médicas en la detección temprana del síndrome de pie diabético [43] desarrollado en CIO, utilizando este mismo sistema comercial TDS *Picomatrix*.

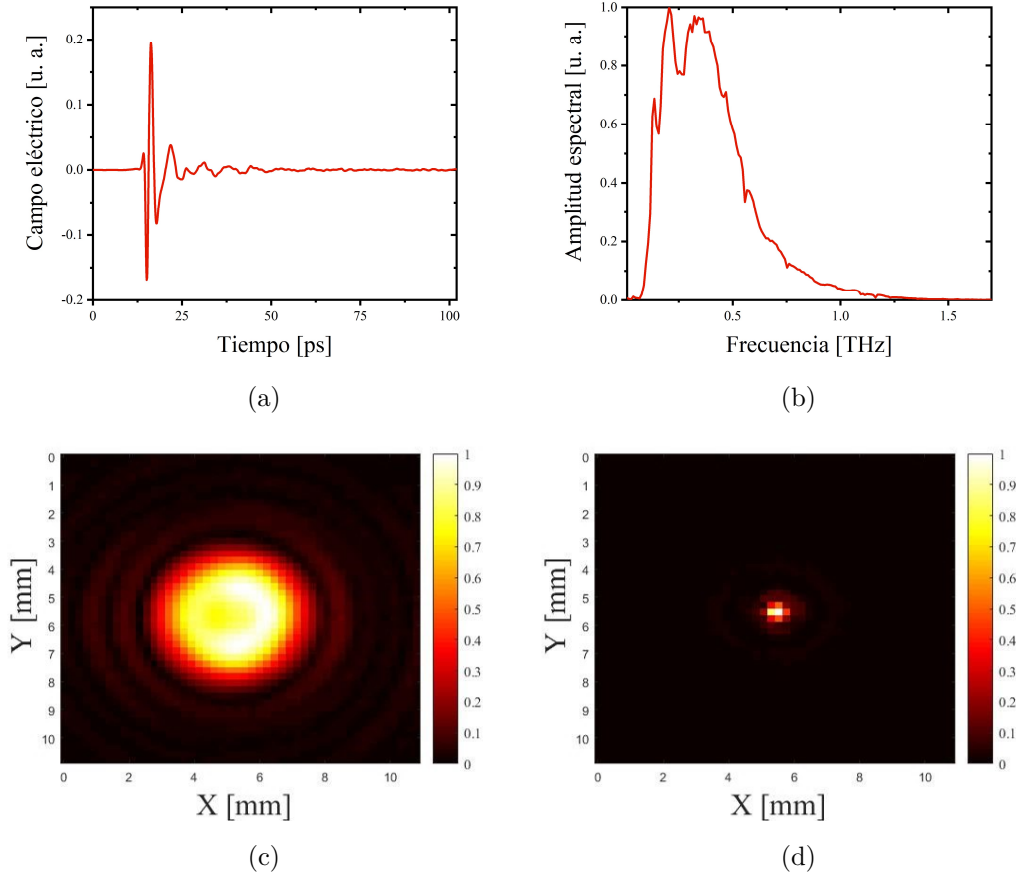


Figura 3.1: (a) Forma de onda típica de un pulso resultante del sistema THz-TDS que muestra el campo eléctrico en función del tiempo, (b) espectro THz que muestra la amplitud espectral en función de la frecuencia, (c) es una imagen del *spot* THz a 205 GHz correspondiente a uno de los planos hiperspectrales (fuera de foco) característicos del cubo de datos adquiridos con THz-TDS siendo las dimensiones las distancias X-Y en milímetros y el tiempo la tercera dimensión y (d) es la imagen del *spot* THz a 742 GHz correspondiente a uno de los planos hiperspectrales característicos del cubo de datos adquiridos con THz-TDS en el plano focal del sistema. Dado a que es un sistema limitado por difracción, puede observarse el disco de Airy más pronunciadamente en (c).

### 3.3. Imagenología de campo cercano THz

Históricamente, en 1928 fue discutido un esquema para ir más allá del límite de difracción en el rango visible por Synge[44]. La propuesta contenía un listado de requerimientos donde una apertura de sublongitud de onda es iluminada desde la parte anterior, de tal manera que actúe como una fuente de sublongitud de onda. Una muestra es colocada a una distancia mucho menor que la longitud de onda ( $Z \ll$

$\lambda$ ) del lado posterior de la apertura, ésto es, en el campo cercano. Bajo este esquema, los elementos ópticos no determinarían la resolución espacial en el plano del objeto. A pesar de que fue una gran idea, las dificultades tecnológicas en aquellos tiempos impidieron que se desarrollara y verificara. Dicha propuesta, desafortunadamente fue olvidada por décadas; sin embargo, el esquema de Synge fue finalmente verificado por Ash y Nicholls en el rango de las microondas, logrando una resolución espacial de  $(\lambda/60)$  a 10 GHz [45]. Después de esto, aun era difícil el control de la distancia entre la apertura de sublongitud de onda y la muestra.

En consiguiente, la invención del microscopio de barrido de efecto túnel (STM: *Scanning Tunneling Microscope*) permitió superar aquella dificultad técnica en el control de la distancia a la muestra, hasta lograr distancias nanométricas. Este auge tecnológico motivó el desarrollo de una gran variedad de microscopios. Uno de ellos, fue el microscopio óptico de barrido en el campo cercano (SNOM: *Near-field scanning optical microscopy*) [46].

### 3.3.1. Campo cercano basado en aperturas

El desarrollo de los microscopios de campo cercano en el rango visible mencionados anteriormente, incentivó el desarrollo de la tecnología del campo cercano en la banda THz. La resolución de este método esta directamente relacionada con las dimensiones de la apertura; sin embargo, la capacidad de detección decrece rápidamente con el tamaño de las aperturas más pequeñas [47] (la teoría de Bethe establece que la amplitud del campo eléctrico de la radiación transmitida disminuye como la tercera potencia del tamaño de la apertura). Uno de los trabajos más significativos fue desarrollado por Mitrofanov y colaboradores [48], donde a través del uso de la técnica THz-TDS en combinación con una apertura (sonda) de sublongitud de onda sobre una pantalla metálica empaquetada con una antena que detecta los pulsos THz, logran resoluciones espaciales excepcionales a estas frecuencias. En dicho trabajo, la sonda de campo cercano tiene forma cuadrada de tamaño (5-50  $\mu\text{m}$ ) definida mediante litografía y rodeada de una película delgada de oro de 600 nm de espesor sobre GaAs. En este tipo de sondas planares, la mayor cantidad de potencia terahertz incidente es reflejada por la pantalla metálica que la rodea y por lo tanto, el acoplamiento dentro de la sonda es demasiado débil; a pesar de ésto, es posible

detectarla eficientemente con la técnica THz-TDS. La resolución espacial en dicho sistema es independiente de la longitud de onda, lo cual fue demostrado al alcanzar una resolución espacial de sub-10  $\mu\text{m}$  con una banda de pulsos THz entre (120-1500  $\mu\text{m}$ ). Una resolución espacial de  $\lambda/100$  fue lograda a 1 THz [49] siguiendo el mismo enfoque de incluir en un solo empaquetado la antena y una apertura (Figura 3.2).

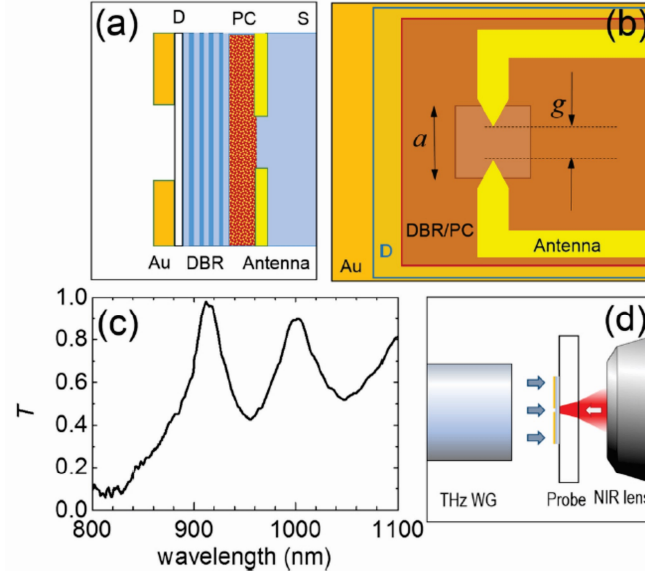


Figura 3.2: Heteroestructura para confinar el campo eléctrico THz en una apertura de sublongitud de onda. (a) Sección transversal de la heteroestructura, (b) integración de la sonda de campo cercano: pantalla de oro con una apertura, D es una capa de aislante dieléctrico, DBR es un reflector de Bragg distribuido, PC es la antena fotoconduktiva sobre LtGaAs y S un sustrato de Zafiro. (c) Espectro de transmisión óptica de la sonda y (d) diagrama esquemático del arreglo experimental basado en THz-TDS [49].

Otros desarrollos que mostraron grandes avances usando aperturas, son los trabajos de Ishihara y colaboradores [50], donde usando una sonda planar con geometría de ojo de Buey (*Bull-eye*) demostraron una resolución espacial de  $\lambda/4$  en el campo cercano a 1.5 THz. La sonda planar consiste en una estructura periódica de anillos concéntricos en cuyo centro se ubica una apertura circular de 100  $\mu\text{m}$  de diámetro. Sobre la estructura *Bull-eye* fabricada con acero inoxidable, fue depositada una película de 1  $\mu\text{m}$  de oro. En tal experimento, la fuente consiste en un oscilador paramétrico (fuente de onda continua) THz (TPO) el cual es una fuente variable, por lo que al realizar un barrido de frecuencias al iluminar la estructura por su parte anterior, a 1.5 THz presentó una resonancia de emisión máxima detectada con un

bolómetro de silicio enfriado a 4 K en la parte posterior de la apertura. Esta resonancia es atribuida a la periodicidad de la estructura, lo que demuestra que el fenómeno de transmisión se debe al acoplamiento resonante de la onda incidente THz a las ondas superficiales causadas por los anillos periódicos. En un segundo enfoque del equipo de Ishihara [51] hacen uso de la estructura periódica de anillos concéntricos mencionada previamente, pero en lugar de una apertura circular en el centro, utilizan una estructura tipo corbata de moño (*Bow-tie*). Esta estructura logra concentrar la transmisión más allá del límite de difracción causando una resonancia debido a la excitación de ondas superficiales en los anillos concéntricos y a las dimensiones de la estructura *Bow-tie*. Con este enfoque, logran una resolución espacial de  $\lambda/17$  a 1.45 THz. La figura 3.3 muestra la mejora en transmisión al introducir la estructura *Bow-tie* en comparación con la estructura con una apertura circular en el centro. Una combinación de ideas de estructuras tipo *Bow-tie* con la inclusión de una antena y una apertura en un solo *chip* fue desarrollada en el laboratorio de fotónica de microondas del entonces Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la UNAM logrando una resolución aproximada de  $\lambda/4$  a 1 THz [52]. Como información adicional, al inicio del desarrollo de esta tesis se planteó la idea de utilizar una apertura tipo *Bow-tie* para confinar la radiación THz de tal manera que se logaran resoluciones de sublongitud de onda. Se realizaron simulaciones basadas en el método de elemento finito para dichas estructuras donde se observaron las resonancias características de este tipo de geometría como las mostradas en [50][52]. Posteriormente se trabajó en el cuarto limpio del ICAT la fabricación de éstas mediante litografía por escritura directa desarrollada por [53] con una resolución de 1  $\mu\text{m}$ . Aunque los resultados en las simulaciones eran prometedores, la parte experimental no fue por buen camino. El detector piroeléctrico con el que se contaba en ese momento, no contaba con la sensibilidad necesaria para medir la radiación THz emergiendo por la apertura de sublongitud de onda fabricada, aun cuando se utilizó una configuración del interferómetro Twyman-Green para la detección en conjunto con dicho detector. Por otra parte, las condiciones ambientales fueron otro factor que posiblemente contribuyeron en los resultados no satisfactorios. Así, fue como esta tesis tomó una dirección enfocada en microscopía de inmersión sólida la cual prometía confinar radiación terahertz en dimensiones que superan el límite de di-

fracción sin afectar en gran medida las intensidades confinadas, la cual será descrita en las siguientes secciones.

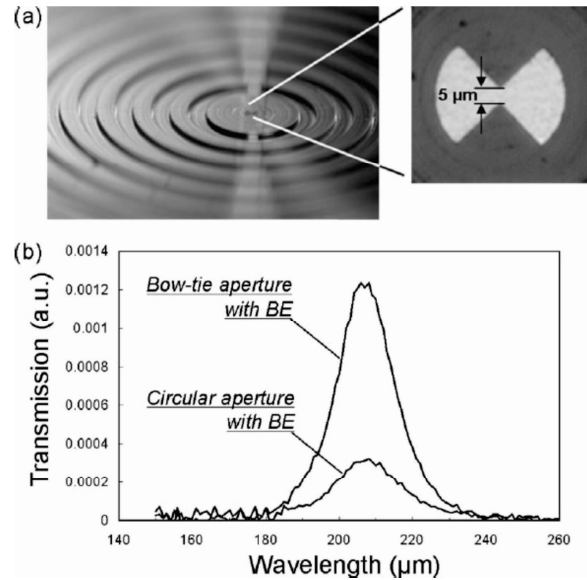


Figura 3.3: (a) Estructura de anillos concéntricos con estructura *Bow-tie* en el centro y (b) gráfica de transmisión en función de la longitud de onda medida en el campo cercano de la cara posterior de la sonda donde se compara la transmisión a través de una apertura circular y de la estructura *Bow-tie* inmersas dentro de la estructura tipo *Bull-eye* [51].

Además de aperturas planares de sublongitud de onda, en esta técnica también se utilizan aperturas en puntas afiladas cónicas metálicas. Uno de los trabajos pioneros fue el desarrollado por Keilmann [54] en el infrarrojo lejano. Otro trabajo en este enfoque, fue el desarrollado por Hunsche en [55] donde a través del uso de un sistema THz-TDS se enfoca la radiación THz en una punta metálica con aperturas elíptica y circular de sublongitud de onda en la cúspide. Con tal sistema logran una resolución espacial mejor que  $\lambda/4$  a 1.33 THz. Otro trabajo igualmente significativo es el desarrollado en [56] donde desarrollan una sonda que mitiga el inconveniente de la frecuencia de corte que se presenta en este tipo de sondas que se comportan como guías de onda.

Por último, un tercer esquema de aperturas de sublongitud de onda de campo cercano son las aperturas dinámicas que se forman al bombear ópticamente un semiconductor [58]. En esta modalidad, un haz en el infrarrojo cercano es enfocado en una oblea semiconductor y se produce una región de conducción que es mucho más pequeña que el *spot* de luz en el infrarrojo medio, para tener su propiedad

de transmisión de la luz del infrarrojo medio es modulada por el haz de infrarrojo cercano. Así, la transmisión o reflexión de la luz en el infrarrojo medio en esta región es modulada por el haz de infrarrojo cercano. Cuando el objeto se coloca cerca de esta área, la luz de longitud de onda más larga entregará una resolución espacial del mismo tamaño que la apertura dinámica causada por la luz de longitud de onda más corta como se muestra en [57][58]. En dichos trabajos, el esquema utilizado fue un THz-TDS tradicional con un haz de bombeo extra para producir los foto-portadores en la oblea de GaAs.

### 3.3.2. Campo cercano basado en esparcimiento (*scattering*)

Otra clase de sistemas de imagenología de campo cercano THz es conocido como microscopía óptica de esparcimiento de campo cercano. Aquí, la radiación THz es enfocada en una punta metálica que confina fuertemente la radiación THz en una pequeña región como se ilustra en la Figura 3.4. Cuando se acerca una muestra, la cúspide esparce en el campo lejano la radiación THz que ha interactuado con la muestra en el campo cercano. Para distinguir correctamente el campo esparcido del ruido de fondo, la punta es modulada mecánicamente. Esta modulación es utilizada como señal de referencia habilitando así una medición con un amplificador *lock-in* [1]. La resolución espacial en esta clase de sistemas esta determinada por las dimensiones de la punta. Con dicha técnica, se han reportado las resoluciones espaciales mas excepcionales logradas en el campo cercano THz. Uno de estos trabajos es el desarrollado en [59] donde demuestran una resolución espacial de  $\lambda/1000$  con pulsos de 2 THz. Un enfoque muy interesante fue reportado en [60] para lograr resoluciones nanométricas de  $\lambda/3000$  a 2.54 THz. Para lograr esto, el trabajo se basó en el esparcimiento de radiación THz en una punta de microscopio de fuerza atómica en combinación con un sistema interferométrico. Tal experimento utilizó como fuente un láser de onda continua de gas de  $CH_3OH$  y para detección un bolómetro. La detección interferométrica ofrece la ventaja de amplificación de la señal, lo cual es crucial para medir la radiación THz esparcida con una alta relación señal a ruido. El resultado de dicho trabajo fueron imágenes de alto contraste de un nanodispositivo mostradas en la Figura 3.5.

Otros trabajos altamente sofisticados fueron desarrollados en los siguientes años

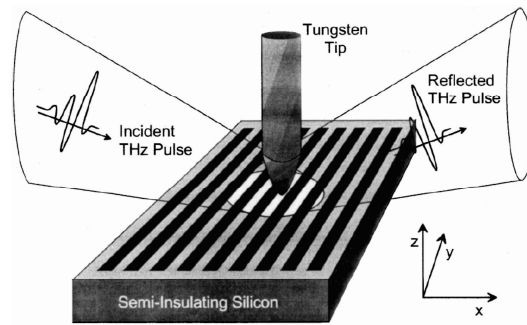


Figura 3.4: Un haz THz de sublongitud de onda es enfocado en la superficie de una muestra. Parte de la radiación incidente es esparcida y absorbida por el sistema punta-muestra. La radiación THz transmitida se detecta mediante muestreo electro-óptico o con un bolómetro [59].

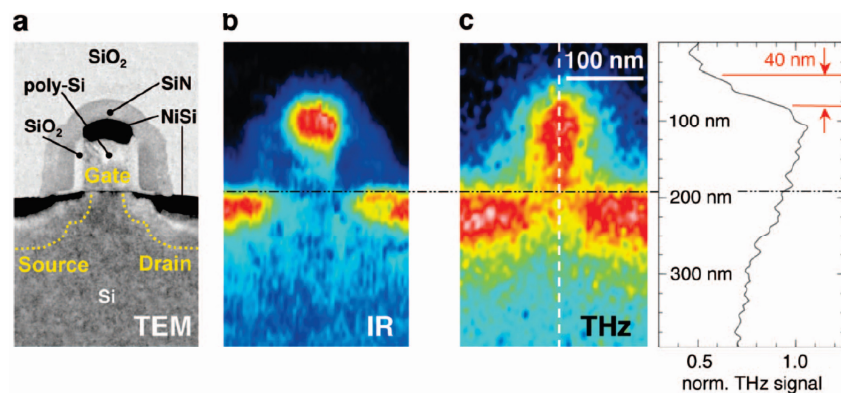


Figura 3.5: (a) Imagen TEM de un transistor donde se observan regiones altamente dopadas debajo de los contactos de la fuente y dren. (b) Imagen en el infrarrojo, (c) imagen THz de alta resolución del transistor en (a) que muestra las partes del transistor: fuente, dren y compuerta. A la derecha se muestra el perfil THz [60].

como la microscopía de emisión láser THz (LTEM: *Laser THz Emission Microscopy*) [61]. En el trabajo [62] LTEM de nanoescala fue propuesta enfocando pulsos de femtosegundos en el infrarrojo de una punta de AFM comercial y un substrato semiconductor. Con esto fue posible la imagenología THz de un solo nanohilo de



oro. Por último, un trabajo que logra resolución espacial de  $\lambda/150000$  a 1 THz donde se combinan THz-TDS acoplado con un microscopio de efecto túnel (STM) es [63].

Esta impresionante capacidad de resolución espacial que va mucho más allá del límite de difracción y que se logra utilizando la técnica de campo cercano sin apertura, implica altos recursos para la obtención de puntas de características como las mencionadas. Por otra parte, la detección requiere de sistemas altamente sensibles como los detectores que son enfriados a temperaturas criogénicas. Sin embargo, puede observarse el gran avance en tecnología THz para hacer posible este tipo de sistemas en comparación de los sistemas pioneros desarrollados tanto de onda pulsada como continua que han sido citados en las secciones previas de esta tesis.

Hasta aquí, es posible notar que a pesar del considerable progreso del campo cercano previamente descrito, los sistemas de imagenología efectivos requieren emisores THz con potencias considerables y detectores altamente sensibles, los cuales son costosos y relativamente inaccesibles. Por una parte, los sistemas de campo cercano basados en aperturas han mostrado poca eficiencia en cuanto a la intensidad del campo eléctrico confinado en éstas. Como se mostró previamente, la mayor cantidad de radiación THz es reflejada por las pantallas metálicas donde se encuentran. Así, en el acoplamiento de radiación THz, la intensidad disminuye como la tercera potencia de las dimensiones de la apertura según la teoría de Bethe que ha sido confirmada por diversos grupos en el ámbito de imagenología THz. Por otra parte, los sistemas basados en esparcimiento requieren sofisticados sistemas de detección donde se emplean detectores operando a temperaturas criogénicas. Dichos detectores son muy costosos, sin olvidar la tecnología necesaria para la fabricación de puntas de dimensiones nanométricas o micrométricas requeridos como elementos de confinamiento en esta modalidad de campo cercano. Se han mostrado resultados excepcionales, sin embargo se requieren altos recursos tecnológicos para conseguirlos.

### 3.4. Microscopía de inmersión sólida

Para mitigar los requerimientos tecnológicos que exige el campo cercano en los esquemas mencionados previamente, una tercera forma de lograr resoluciones espa-

ciales de sublongitud de onda, es el enfoque basado en los principios de microscopía de inmersión sólida.

En microscopía en el rango visible, los objetivos de inmersión en aceite fueron desarrollados en el siglo XIX para incrementar el índice de refracción en el espacio existente entre el objetivo y una muestra (en referencias antiguas, espacio del objeto). De igual manera los objetivos de inmersión en agua que fueron utilizados principalmente en muestras biológicas acuosas para incrementar la resolución espacial.

En 1990, en el rango visible Mansfield y Kino demostraron un nuevo tipo de microscopio de inmersión sólida (SIM: *Solid Immersion Microscope*). Este tipo de microscopio tiene un funcionamiento similar, en principio a un microscopio de inmersión líquida, donde se reemplaza el líquido por una lente de inmersión sólida (SIL: *Solid Immersion Lens*). Dichas lentes tienen como característica principal de tener un alto índice de refracción el cual mejora la resolución en un factor de  $1/n_{SIL}$ . En dicho trabajo, han descrito a la técnica como un modo de operación en el campo cercano donde se utiliza el campo evanescente justo después de la superficie plana de la SIL [64]. Esta técnica ha sido demostrada también para CD ROM y almacenamiento en discos magneto-ópticos [65][66] y fotoluminiscencia en puntos cuánticos [67][68].

### 3.4.1. Lentes de inmersión sólida

De acuerdo a la ecuación 3.1, una apertura numérica grande genera una mejor resolución espacial. Las lentes de inmersión sólida han sido propuestas para optimizar la apertura numérica en un microscopio de igual manera que lo hace el aceite y el agua en microscopía de inmersión líquida.

Una lente de inmersión sólida es una lente sólida plano-convexa hemisférica, de alto índice de refracción que provee un óptimo enfoque de un haz Gaussiano limitado por difracción [69]. Las escala de tamaño de *spot* resultante son de aproximadamente  $\lambda/n$  donde  $n$  es el índice de refracción de la lente de inmersión sólida. Existen dos configuraciones con una lente hemisférica que mejoran el rendimiento de un sistema de microscopía. En la primera configuración el foco de la lente se ubica en el centro de la esfera, donde los rayos entran de forma perpendicular a la superficie (inciden-

cia normal); a esta configuración se le llama lente de inmersión sólida (SIL) con la que el poder de resolución es incrementado por un factor de  $n_{SIL}$ . En la segunda configuración, el foco existe en un conjunto de puntos por debajo del centro de la esfera y cuyos rayos se refractan en la superficie esférica. A esta configuración se le llama super lente de inmersión sólida (super-SIL). En esta configuración, la resolución es incrementada en un factor de  $n^2$  [70] sin embargo, se tiene el inconveniente de presentar aberración cromática. Las dos configuraciones son mostradas en la Figura 3.6 (a) y (c). Las figuras (c) y (d) muestran las aplicaciones de las SIL en modo superficie y sub-superficie respectivamente.

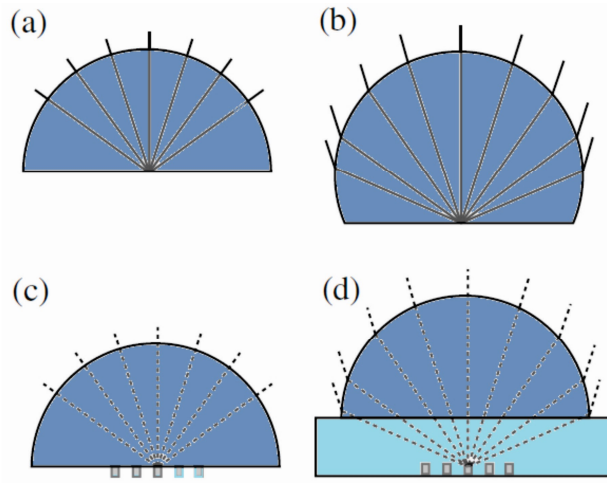


Figura 3.6: Configuraciones de lentes de inmersión sólida. (a) Una lente hemisférica donde el foco se encuentra en el centro de la esfera incrementando la resolución en un factor de  $\approx n$ . (b) Configuración super-SIL que incrementa la resolución en un factor  $\approx n^2$ . Modalidades de imagenología de superficie (c) y de sub-superficie (d) [70].

En esta modalidad de microscopía el campo electromagnético incidente puede descomponerse en contribuciones de ondas homogéneas y no homogéneas. Las ondas homogéneas son comúnmente referidas a la propagación (transmisión) y las no homogéneas como ondas evanescentes. Ambas partes, tienen propiedades en cuanto a la distribución del campo, siendo la parte homogénea difractada como una onda enfocada con una apertura numérica de 1, mientras que la parte no homogénea decae exponencialmente después de la superficie plana, esto es, en el campo cercano de la SIL mostrado por Milster en [71]. En dicho trabajo, se hace una descripción electromagnética explicando mediante teoría vectorial y escalar la propagación del

campo a través de la SIL. La parte homogénea y no homogénea son mostradas en la Figura 3.7.

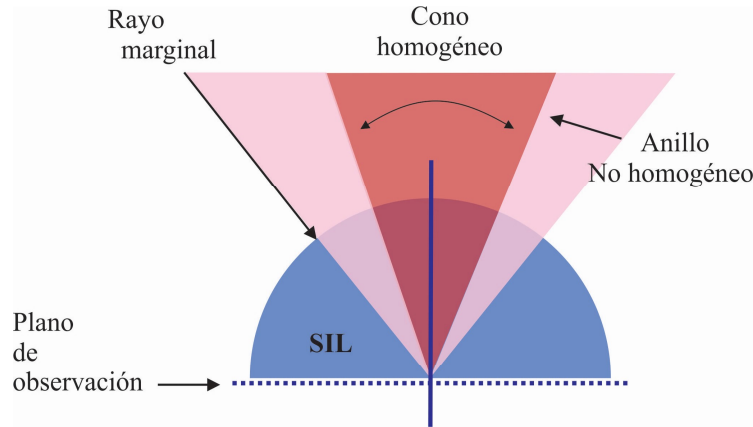


Figura 3.7: La luz incidente en la SIL puede dividirse en dos partes: el cono homogéneo y el anillo no homogéneo. En el cono, la luz se propaga directamente como una onda plana homogénea mientras que en el anillo, acopla las ondas evanescentes [71].

### 3.4.2. Lentes de inmersión sólida en la banda THz

La microscopía de inmersión sólida ha sido trasladada así como muchas otras técnicas a la banda THz, sin embargo, han sido pocos los trabajos desarrollados a estas frecuencias.

En 2003 Ikushima y colaboradores [72] desarrollaron un microscopio altamente sensible en el infrarrojo lejano que incluye una SIL. En este esquema, la lente de inmersión es colocada en contacto para enfocar el infrarrojo lejano en un detector Hall cuántico. Logran obtener una resolución espacial de  $50 \mu\text{m}$  a 3.22 THz. En el mismo año, Pimenov [73] logra enfocar un *spot* de  $\approx 0,3\lambda$  en un rango de frecuencias de 100-200 GHz.

En 2006 Gompf [74] desarrollo un esquema de imagenología THz que consiste en un BWO como fuente de emisión terahertz sintonizable en un rango de 30 GHz a 1.4 THz, una lente hiperbólica libre de aberración la cual es limitada por difracción, una lente de inmersión sólida de silicio y un pequeño agujero (*pinhole*) sobre la cara

plana de la SIL. Como se describe previamente, la SIL reduce el *spot* enfocado por la lente hiperbólica por un factor adicional de  $n_{SIL}$ . En esta configuración logran una resolución espacial de  $\approx \lambda/2,1$  a 470 GHz utilizando una celda de Golay como método de detección. Finalmente, aplican el sistema a dos muestras biológicas: una hoja y tejido sano en comparación con tejido con cáncer.

En 2017 Chernomyrdin y colaboradores [75] desarrollaron un sistema de imagenología en geometría de reflexión basado en lente de inmersión sólida, utilizando onda continua de un BWO a una frecuencia a 500 GHz. El microscopio desarrollado utiliza la combinación de una lente esférica plano-convexa de  $NA=0.64$  para enfocar sobre una esfera trunca de 10 mm de radio y un grosor de 4.7 mm. Para la detección utilizan una celda de Golay modulada a 22 Hz. Logran una resolución espacial de  $0.35\lambda$ . Las imágenes obtenidas con el sistema de Chernomyrdin son mostradas en la Figura 3.8.

El mismo equipo [76], en 2018 logra mejorar la resolución espacial a  $0.15\lambda$  utilizando la configuración [75] cambiando el BWO a una frecuencia de 600 GHz. Ellos dan una aplicación al sistema para la adquisición de imágenes de varios tejidos suaves: una hoja, esferoides celulares y tejidos de mama ex-vivo mostrados en la Figura 3.9.

Los trabajos desarrollados utilizando SIL muestran la gran capacidad de resolución espacial con una mayor intensidad detectada en comparación con los sistemas de campo cercano usando aperturas y de esparcimiento. Las imágenes adquiridas presentan un alto contraste incluso con muestras biológicas (alto contenido en agua). La técnica de imagenología THz basada en lentes de inmersión sólida demuestra un gran potencial en aplicaciones biológicas e industriales.

### 3.5. Imagenología basada en detección interferométrica

El fenómeno de interferencia ha sido históricamente aplicado para detección de ondas electromagnéticas y se ha caracterizado por proveer una ruta efectiva para mejorar la sensibilidad [60]. En imagenología THz, la detección interferométrica ha sido reportada por Johnson y colaboradores en [77] con onda pulsada usando antenas fotoconductoras de LT-GaAs. En dicho trabajo se emplea la técnica de

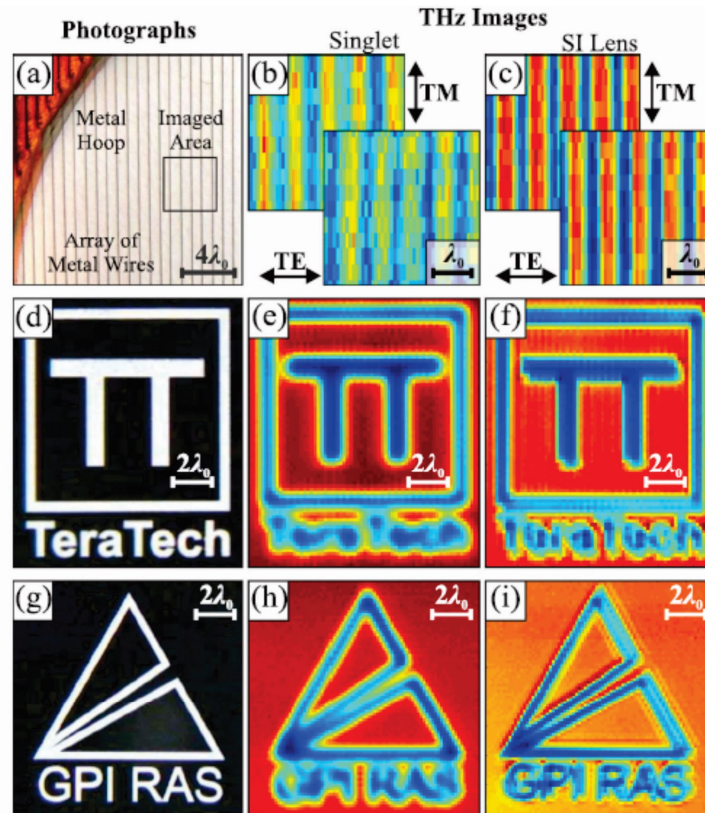


Figura 3.8: Comparación de imagenología usando una lente esférica y la combinación lente esférica-SIL. (a)-(c) Imágenes THz de hilos metálicos de  $50 \mu\text{m}$  con periodicidad de  $500 \mu\text{m}$  usando ondas polarizadas (TE y TM). (d)-(f) y (g)-(i) imagenología para dos logotipos donde las imágenes THz (e)(f)(h)(i) fueron adquiridas usando polarización horizontal [75].

interferometría para mejorar las capacidades de la tomografía de baja coherencia, explorando el cambio de fase de Gouy ( $\pi$ , ocurre cuando un haz óptico en enfocado). El cambio de fase puede ser usado para inducir interferencia destructiva entre los brazos de referencia y de prueba en una configuración de Michelson. Con esto se logra un modo de imagen casi sin fondo y conduce a un aumento dramático en la sensibilidad a las características sutiles en una muestra. Usando dicho método, logran definir características más delgadas que el 2 % de la longitud de coherencia.

Por otra parte, han sido reportados sistemas basados en el interferómetro de Michelson utilizando onda continua THz cuyas fuentes han sido: un diodo Gunn

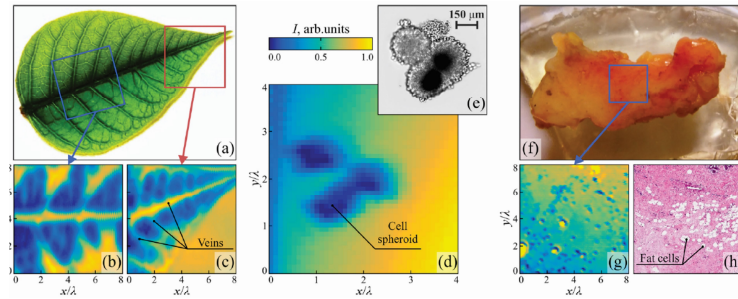


Figura 3.9: Microscopía THz basada en SIL de diferentes tejidos suaves a  $\lambda=500 \mu\text{m}$ : (a)-(c) imagen en el visible de una hoja, (d)-(e) imagen THz e imagen en el visible de esferoides celulares y (f)-(h) imagen en el visible, una histología e imagen THz de una muestra de mama humana ex vivo [76].

emitiendo a 100 GHz y un BWO emitiendo a 120 GHz [78], un láser en el infrarrojo lejano a 2.52 THz [79] y un diodo Gunn operando a 390 GHz [80]. El primer esquema a 100 GHz y 120 GHz es un sistema de imagenología de fase que provee información precisa y no invasiva de la superficie y el interior de un objeto. Desarrollan un algoritmo de supresión de ruido en el desenvolvimiento de múltiples longitudes de onda en la fase de onda continua THz, para así poder hacer una reconstrucción exacta de la fase medida. El sistema utiliza una lente plano-convexa de polietileno de alta densidad (HDPE) de distancia focal 60 mm como elemento de enfoque sobre una muestra, por lo tanto es un sistema limitado por difracción. El diámetro del *spot* THz enfocado con la fuente de 100 GHz tiene un ancho a la altura media (FWHM: *Full Width at Half Maximum*) de 3.2 mm, mientras que el enfocado a 120 GHz tiene un ancho al FWHM de 3 mm. Las muestras analizadas fueron objetos de HDPE.

En el segundo esquema a 2.52 THz, demuestran imagenología de fase que provee información de la profundidad de un objeto ópticamente opaco con una resolución limitada por difracción que utiliza un espejo parabólico como elemento de enfoque sobre la muestra. Para dicha configuración, de igual manera se realiza el desarrollo

del algoritmo de cuatro pasos de corrimiento de fase que ha sido mejorado para eliminar efectos de reflexión no deseadas. La resolución espacial que logra el sistema es un *spot* de dimensiones  $290 \mu\text{m}$  y  $270 \mu\text{m}$ . Los autores destacan las potenciales aplicaciones en aplicaciones de inspección de la superficie e interior de objetos para campos de la industria y control de calidad.

El tercer esquema a 390 GHz, demuestra un sistema de imagenología de fase THz limitado por difracción que presenta información de un objeto. En este caso utilizan el método de corrimiento de fase de tres pasos. Se analizan dos muestras de diferente espesor y material de las cuales logran medir de forma precisa su espesor.

Otro esquema de imagenología fue desarrollado por Tie-Lin Lu y su equipo en [81]. En dicho trabajo proponen el sistema como un método para medir espectro THz y densidad de energía basado en un interferómetro de Michelson usando un BWO (160-260 GHz). Además, logran aplicarlo para imagenología limitada por difracción y analizar dos tipos de compuestos de fibra de carbono. Las imágenes resultantes muestran que la resolución del sistema es aproximadamente de 1 mm.

Como puede notarse en los trabajos basados en interferometría, todos utilizan elementos ópticos limitados por difracción. Por lo tanto, la resolución espacial esta en el orden de milímetros a excepción del esquema basado en una fuente de 2.5 THz donde la longitud de onda es del orden de milímetros, pero aun así, el *spot* THz es mayor que esta longitud de onda de trabajo.

Hasta aquí se han descrito sistemas de onda pulsada, de onda continua, en campo lejano, campo cercano, basados en lentes de inmersión sólida (SIL) y finalmente, en detección interferométrica. Por separado, cada esquema presenta sus notables ventajas dependiendo de la aplicación que se le ha dado; sin embargo, no hay una técnica a nuestro conocimiento que implique el uso de microscopía basada en SIL y detección interferométrica. Por su parte, la microscopía de inmersión sólida ofrece la posibilidad de lograr resoluciones espaciales de sublongitud de onda al incrementar la apertura numérica gracias al alto índice de refracción que presentan. Las contribuciones del campo en el plano de la muestra esta conformado tanto por ondas homogéneas (transmisión) y de no homogéneas que se desvanecen rápidamente con la distancia (ondas evanescentes). Además, ofrece la posibilidad de tener *spots* THz de sublongitud de onda sin afectar la intensidad del campo eléctrico como ocurre en



la modalidad de campo cercano basado en aperturas donde la mayor cantidad de radiación es reflejada por las pantallas metálicas en las que se encuentran. Por otra parte, los sistemas interferométricos, proveen la ventaja de mediciones altamente sensibles aumentando también la relación señal a ruido. En esta tesis, se propone la combinación de estos dos enfoques para instrumentar un sistema de imagenología de onda continua THz de sublongitud de onda para la adquisición de imágenes de muestras de alto y bajo contraste.

## Capítulo 4

# Detección interferométrica THz

Los experimentos descritos en las siguientes subsecciones se enfocan en el desarrollo gradual del sistema de imagenología de sublongitud de onda THz. El primer experimento marcó la pauta al desarrollo del diseño óptico y la instrumentación la cual combina el manejo de instrumentos de medición, así como automatización de las diferentes etapas de traslación lineal controladas por una computadora personal para la adquisición de datos. Este enfoque ha permitido comprender el funcionamiento teórico y experimental del sistema de imagenología final tomando como referencia el trabajo desarrollado por Mansfield y Kino [64] con su trabajo en el rango visible y Chernomyrdin et. al. [75][76] más recientemente en el rango THz.

### 4.1. Caracterización experimental del sistema óptico

#### 4.1.1. La fuente de onda continua: BWO

El oscilador de onda de retorno, mejor conocido como BWO (*Backward-wave oscillator*) descrito en el capítulo 1, es una fuente que emite radiación de onda continua en la banda THz.

El BWO utilizado para generar onda continua THz en este trabajo, es el modelo QS1-710 de *Microtech Instruments Inc.* cuya tecnología fue desarrollada para operar como una fuente cuasi-óptica que es sintonizable para un rango espectral de 500 GHz a 710 GHz y suministrar una potencia de salida por arriba de 5 mW. La gráfica de la Figura 4.1, muestra la potencia de emisión del BWO en función de la frecuencia.



Figura 4.1: Gráfica de la potencia emitida por el BWO QS1-710 *Microtech Instruments Inc.* en función de la frecuencia.

Para su operación, al BWO se le suministra un voltaje de la fuente *VR-6M*, la cual cuenta con dos módulos: una fuente de suministro al calentador del BWO y una fuente para suministrar alto voltaje al cátodo del BWO una vez que ha sido calentado.

La fuente de alimentación que suministra energía al calentador del BWO es una de corriente alterna sinusoidal estabilizada con una frecuencia de 360 Hz. El valor máximo de corriente para esta fuente es 2.8 A, sin embargo, para el modelo de BWO QS1-710 empleado en este trabajo, la corriente mínima aplicable al calentador es 1.5 A y una máxima de 1.6 A. Este valor de corriente es muy importante ya que es uno de los factores principales que determinan el tiempo de vida útil del BWO. Mientras el BWO se deteriora, más alto deberá ser su calentamiento.

Por otra parte, para que el BWO pueda emitir radiación THz es necesario suministrar un alto voltaje al cátodo. La frecuencia emitida por el BWO está en función del alto voltaje aplicado, el cual es variado electrónicamente en un rango de 1000-6000 V con una corriente en el rango de 0-60 mA. Dicho voltaje puede ser modulado por una señal triangular con una frecuencia de 2.5 kHz y es necesario para reducir la monocromaticidad efectiva de la salida del BWO y para la limitación de ondas

estacionarias cuando se emplean detectores lentos para detección como lo son los detectores piroeléctricos o celdas de Golay. La amplitud del voltaje de modulación puede ser variada desde 0-50 V (de pico a pico). Todos los experimentos descritos en las siguientes secciones fueron realizados con una amplitud del voltaje de modulación de 10 V.

Además del suministro eléctrico al BWO, es necesaria una alineación mecánica precisa respecto al campo magnético del imán permanente dentro del sistema que lo contiene. La alineación mecánica puede resultar un asunto nada trivial y aún mas, cuando el tiempo de vida del BWO es avanzado. La Figura 4.2 muestra el diagrama esquemático del sistema de ajuste mecánico proporcionado por el fabricante, donde es posible observar los tornillos H y V así como la bandera movible manualmente que son utilizados para la alineación mecánica. El tornillo H provee la rotación del BWO sobre el eje horizontal, mientras que el tornillo V lo hace en el eje vertical. Esta alineación es fundamental para que el campo magnético que emerge del imán permanente pueda colimar el haz de electrones emitidos por el cátodo; al lograr una mejor alineación, la potencia de salida es mejorada. La misma figura muestra otros elementos importantes como los tubos para la circulación del flujo de agua bombeada desde el sistema de enfriamiento para el BWO y también muestra la guía de onda por donde se emite la radiación THz al aire libre.

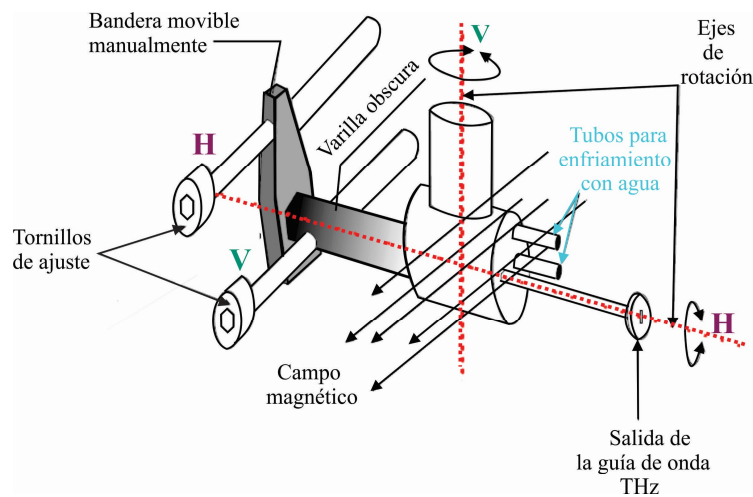


Figura 4.2: Diagrama esquemático del sistema de ajuste mecánico del BWO dentro del campo magnético de un imán permanente de *Microtech Instruments Inc.*

### Emisión experimental del BWO

Una correcta alineación del BWO respecto al campo magnético del imán permanente tiene como resultado una emisión eficiente. Para poder verificar esta emisión, así como su correcta detección con el detector piroeléctrico, se diseñó un interferómetro Twyman-Green como el que se ilustra en la Figura 4.3. Como se mencionó en el capítulo 3, el interferómetro Twyman-Green es de gran utilidad para analizar el espectro de frecuencias de emisión de fuentes, al aplicar la transformada rápida de Fourier a un interferograma en el tiempo. En el diagrama esquemático ilustrado, un Backward-wave oscillator *BWO Microtech Instruments Inc.* genera radiación de onda continua de aproximadamente 5 mW a una frecuencia de 600 GHz. A continuación, un chopper mecánico modula la radiación que emerge de la fuente THz a una frecuencia de 10 Hz, la cual corresponde al tiempo de respuesta del detector piroeléctrico *Gentec-EO THz BL*. Este haz primario a continuación es colimado al pasar a través de la lente L1 plano-convexa esférica TPX ( $n_{asf} = 1.45$ ) con una distancia focal de 50 mm. Una oblea de silicio altamente resistivo semi-aislante ( $n_{silicio} = 3.4$ ) de aproximadamente  $375 \mu\text{m}$  de grosor, trabaja como un divisor de haz, dividiendo el frente de onda THz en una relación aproximada de 50:50 en transmisión y reflexión respectivamente. El frente de onda reflejado ha sido llamado haz de referencia y es reflejado en el espejo de oro M2 hacia el divisor de haz. El espejo M2 se encuentra sobre una platina de traslación lineal automatizada para generar los retardos temporales necesarios con una resolución correspondiente en distancia de  $1.25 \mu\text{m}$ . Por otra parte, el haz transmitido es llamado haz de prueba y es reflejado en el espejo M1 retornando hacia el divisor de haz. El haz de interferencia resultante de los haces de referencia y de prueba es enfocado en el detector piroeléctrico por la lente L2 plano-convexa esférica TPX de 50 mm de distancia focal.

El detector piroeléctrico provee un voltaje CA (corriente alterna) que es proporcional a la intensidad del haz de interferencia. Tal voltaje es medido con un amplificador lock-in digital desarrollado en un programa con el *Software LabVIEW* con una constante de tiempo de 300 ms. La frecuencia de modulación del chopper mecánico actúa como la señal de referencia en el amplificador lock-in. Para enviar los datos analógicos medidos por el detector piroeléctrico, se utiliza una tarjeta de

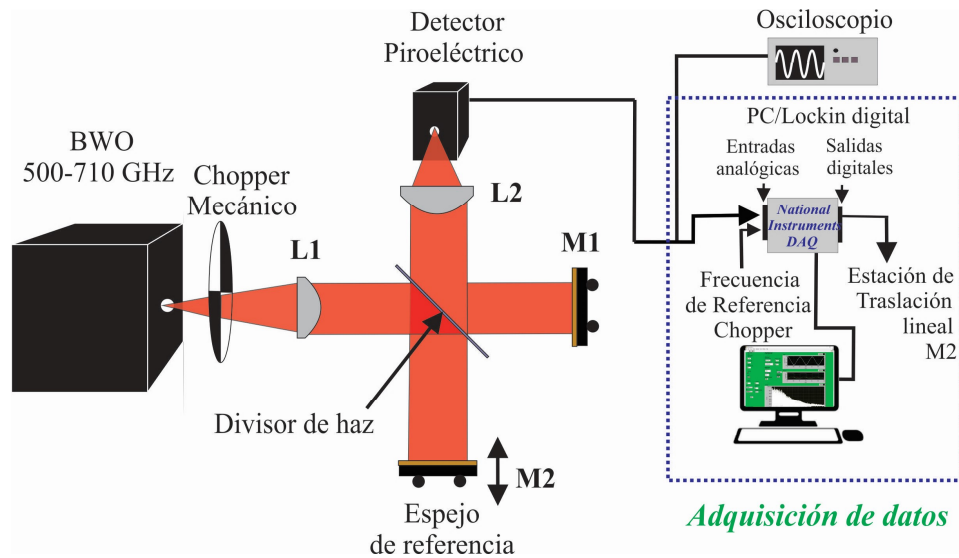


Figura 4.3: Diagrama esquemático experimental del interferómetro Twyman-Green para la caracterización del BWO que incluye la etapa de adquisición de datos.

adquisición de datos *NI USB-6229 BNC de National Instruments*, la cual cuenta con entradas analógicas con una resolución del convertidor analógico a digital (ADC) de 16 bits con una velocidad máxima de muestreo de 250 kS/s.

Para el movimiento automatizado de la estación de traslación lineal, sobre la que está montado el espejo M2, se utilizan las salidas digitales de la misma tarjeta de adquisición de datos antes mencionada. La adquisición de datos está basada en el programa desarrollado donde es posible establecer los parámetros deseados para las mediciones, tales como: la distancia total de barrido lineal en micrómetros, el número de mediciones deseadas para la distancia de barrido (respetando el teorema de muestreo Nyquist y estableciendo un número de mediciones que sea potencia de dos, para que en el procesamiento de datos se tenga un buen cálculo de la transformada rápida de Fourier), tiempo de espera de respuesta al *lock-in*, tamaño de paso del motor a pasos, velocidad del motor y finalmente los parámetros para el *lock-in* digital, como la constante de tiempo, tasa de muestreo, etc. El programa también muestra las gráficas de amplitud digitalizadas por la tarjeta de adquisición de datos

provenientes del piroeléctrico, así como la gráfica de la señal de referencia (señal cuadrada) y la magnitud a la salida del *lock-in* que es proporcional a la intensidad de la interferencia THz detectada por el piroeléctrico en función del tiempo.

Dado a que la emisión del BWO esta en función del voltaje aplicado al cátodo, se adquirieron cinco interferogramas aplicando voltajes en un rango de 3800-4800 V. La gráfica de la Figura 4.4 muestra intensidad en función de la frecuencia emitida la cual es consistente con la gráfica de la Figura 4.1. Con base en las frecuencias graficadas, se realizó una comparación con una función polinomial de calibración mostrada en la ecuación 4.1 para verificar que el BWO estuviera en óptimo funcionamiento para los experimentos a realizar.

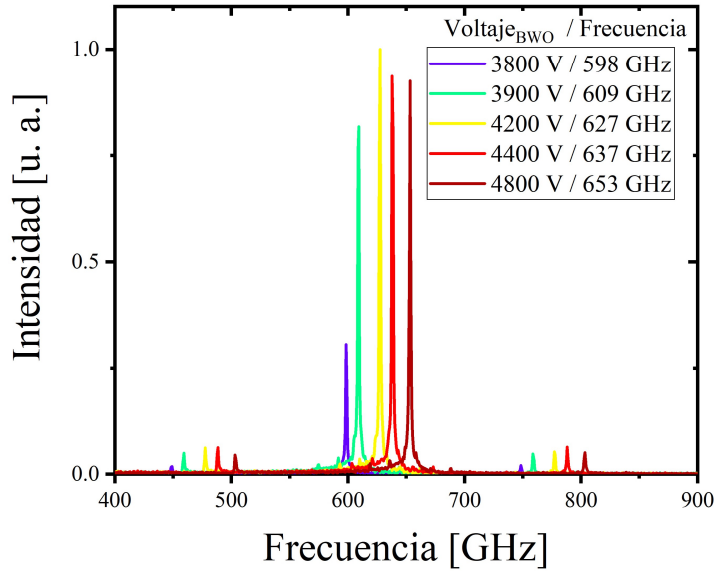


Figura 4.4: Gráfica de intensidad en función de la frecuencia de emisión THz. Los espectros de emisión THz fueron obtenidos al aplicar la transformada de Fourier a cinco interferogramas en el dominio del tiempo obtenidos de aplicar diferentes voltajes al cátodo del BWO.

$$f(U) = f_0 + f_1 U^{1/2} + f_2 U + f_3 U^{3/2} \quad (4.1)$$

donde  $f_0 = -979,9066920000$  GHz,  $f_1 = 54,6523808300$  GHz,  $f_2 = -0,6472483876$  GHz y  $f_3 = 0,00288466103$  GHz.

La gráfica de la Figura 4.5 muestra la frecuencia de emisión en función del voltaje

aplicado al cátodo del BWO con fines de hacer una comparación entre la función polinomial y las frecuencias de emisión obtenidas al variar el voltaje aplicado al cátodo del BWO. Como puede observarse, los datos experimentales difieren ligeramente de los datos teóricos; esto puede deberse a cuestiones de alineación del BWO respecto al campo magnético del imán permanente.

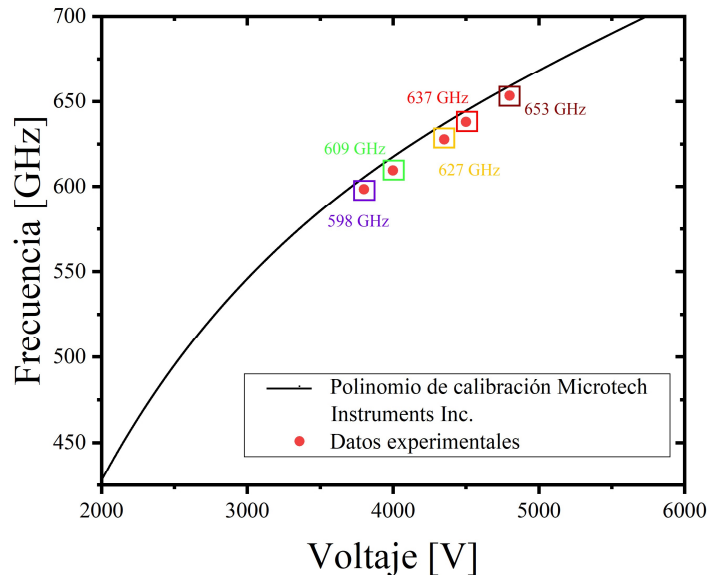


Figura 4.5: Gráfica de frecuencia en función del voltaje aplicado al cátodo del BWO. Comparación del polinomio de calibración de *Microtech Instruments Inc.* (curva negra continua) con los resultados experimentales de cinco frecuencias de emisión del BWO: 0.598 THz, 0.609 THz, 0.627 THz, 0.637 THz, 0.653 THz (puntos rojos).

### Frente de onda THz emitido por el BWO

Al ser coherente la emisión del BWO, asumimos que el frente de onda THz es una superficie que une todos los puntos de la misma fase cuando el haz THz se propaga. La forma del frente de onda, contribuirá en gran medida al funcionamiento de un sistema óptico.

Este experimento tiene el objetivo de conocer la forma del frente de onda del haz THz emitido por el BWO. El diagrama esquemático experimental mostrado en la Figura 4.6 describe un sistema de imagenología trabajando a 610 GHz, sin elementos ópticos involucrados. Consiste en hacer un barrido en el plano X-Y directamente con el detector piroeléctrico montado sobre un sistema de traslación lineal en las



direcciones X-Y. Para hacer ésto, fue necesario cubrir la entrada del detector piroeléctrico con una hoja de papel aluminio con un agujero aproximado de 2 mm. Para la adquisición de datos, se desarrolló un programa de adquisición de imágenes en el *software* LabVIEW para mover dos motores a pasos de manera sistemática para hacer una rutina de barrido en el plano X-Y con una resolución de  $1.25 \mu\text{m}$ . Además, el programa incluye el *lock-in* digital desarrollado previamente para obtener las mediciones del piroeléctrico, digitalizarlas a través de la tarjeta de adquisición de datos, procesarlas y regresar una medición de un voltaje de CD proporcional a la radiación THz detectada. La frecuencia de referencia del *lock-in* es de 10 Hz. En el programa es posible fijar los parámetros de adquisición deseados como: distancia en las direcciones X y Y, distancia entre mediciones (se considera la distancia entre cada medición como un pixel), todos los parámetros de los motores y todos los parámetros de configuración del *lock-in* digital resaltando el más importante, una constante de tiempo de 300 ms.

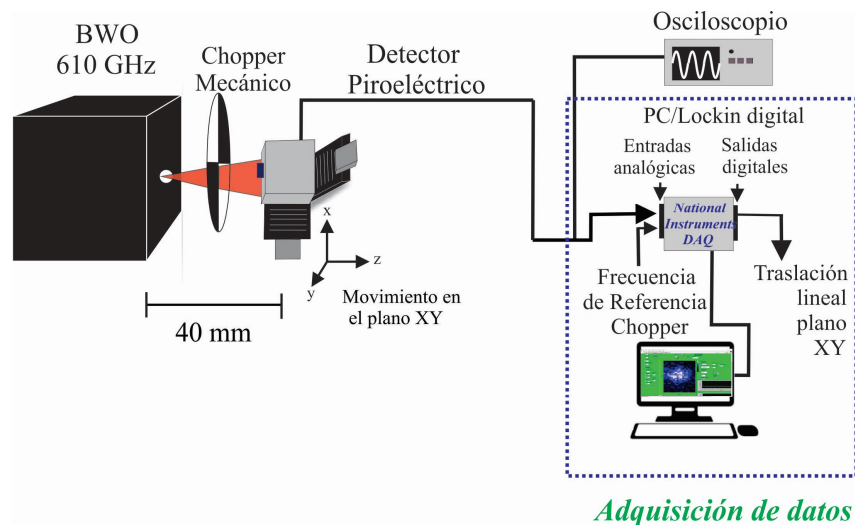


Figura 4.6: Diagrama experimental del sistema de adquisición de imágenes donde se utiliza directamente el piroeléctrico para hacer un barrido en el plano X-Y perpendicular a la dirección de propagación Z del haz THz.

La imagen de la Figura 4.7 muestra un corte transversal en el plano X-Y perpendicular a la dirección de propagación (Z) del haz THz. La adquisición consiste en

pasos de  $200 \mu\text{m}$  del par de motores a pasos para cubrir un área de  $10 \times 15 \text{ mm}$  en un tiempo de aproximadamente 40 minutos. Como puede observarse en la imagen, la forma del frente de onda THz tiene una distribución aproximada a una elipse siendo su eje mayor el eje Y y X el eje menor.

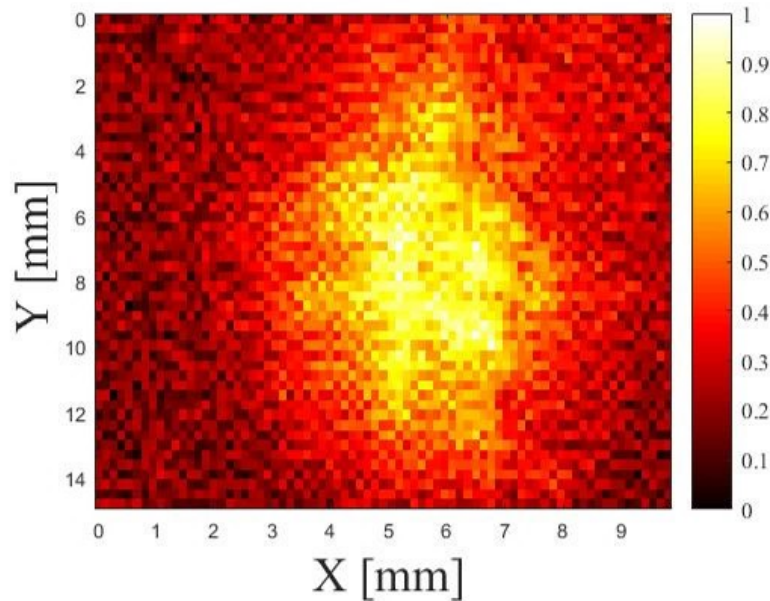


Figura 4.7: Imagen que muestra un corte transversal en el plano X-Y al frente de onda THz propagandose en la dirección Z. Se observa la distribución de energía emitida por la fuente a 610 GHz.

Hasta aquí, los experimentos realizados al BWO demuestran su correcta emisión y además han sido la base para la adquisición de datos a través de una tarjeta de adquisición de datos *NI USB:6229 BNC* y un *lock-in* digital para realizar trazas de interferogramas en el dominio del tiempo y para la adquisición de imágenes.

#### 4.1.2. Experimentación del sistema óptico

En una gran cantidad de casos, la función de un sistema óptico es coleccionar y remodelar una parte del frente de onda que incide en éste, con la finalidad de formar una imagen de un objeto [82], donde el grado de resolución espacial alcanzable por el sistema óptico estará limitado por difracción.

### Lente plano-convexa esférica TPX

Siendo las lentes elementos ópticos refractores que reorganizan la distribución de energía que emerge de una fuente, éstas han sido ampliamente estudiadas y utilizadas principalmente en el rango visible, infrarrojo, ultravioleta, etc., sin olvidar el rango THz. A diferencia de las lentes utilizadas en los diferentes rangos del espectro electromagnético, a frecuencias THz los polímeros y algunos semiconductores [4] han sido los materiales clave utilizados para el diseño y fabricación de éstas, debido a su baja absorción a estas longitudes de onda, es decir, gracias a su transparencia frente a los THz.

Es relevante mencionar que a frecuencias THz, la alineación de estos dispositivos refractores es una tarea nada trivial, debido a que no es posible observar visiblemente un haz THz como puede hacerse por ejemplo en el rango visible. A estas frecuencias, el detector se convierte en un elemento fundamental para la alineación de un sistema THz.

En este trabajo, se hace uso de lentes plano-convexas esféricas TPX de distintas distancias focales, siendo la lente TPX de 50 mm de distancia focal el elemento más importante debido a que esta se utilizará en el sistema de imagenología THz en combinación con con una lente de inmersión sólida para lograr resoluciones espaciales de sublongitud de onda [64][71][68], que también ha sido verificado más recientemente a frecuencias THz [74] [75][76].

Este experimento tiene el objetivo de medir experimentalmente el *spot* THz que enfoca la lente TPX esférica utilizando el método de la navaja de Foucault [85]. El diagrama experimental de la Figura 4.8, muestra el sistema óptico utilizado para realizar las pruebas a la lente L4. Para este experimento, el BWO emite un haz a 600 GHz, el cual es modulado por el *chopper* mecánico a 10 Hz. La lente L1 esférica TPX de 25 mm de distancia focal colima el haz THz. Debido a que el frente de onda THz emitido por la fuente es bastante irregular, tal como se mencionó previamente, para conseguir un frente de onda más homogéneo se hace uso del sistema telescópico constituido por las lentes L2 y L3 TPX esféricas de 67 mm y 50 mm de distancia focal respectivamente. Un diafragma metálico es colocado en el plano focal del sistema telescópico con una apertura aproximada de 1.5 mm. El haz

colimado saliendo del sistema telescópico entra como una onda plana en la lente L4 TPX esférica de 50 mm que es el objetivo a estudiar en este sistema. La adquisición

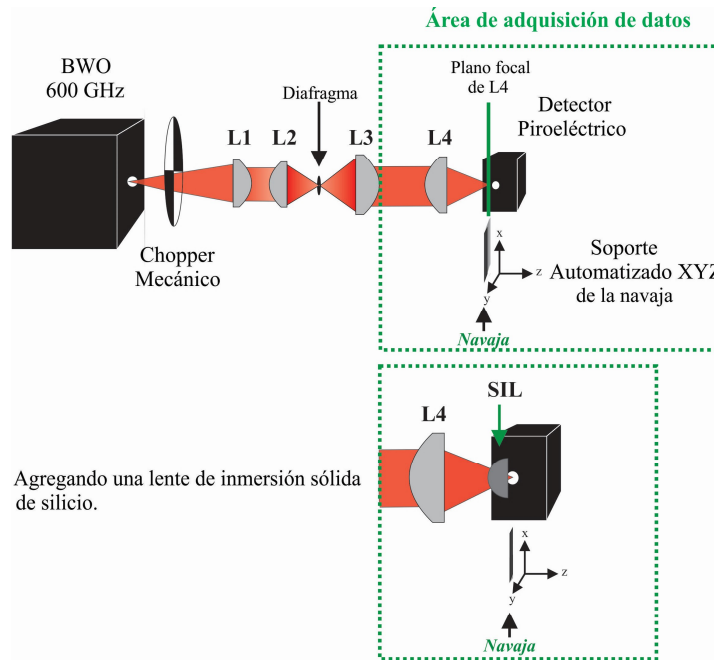


Figura 4.8: Diagrama experimental para determinar el tamaño de *spot* enfocado por la lente L3 TPX de 50 mm de distancia focal. En la parte inferior, se muestra el arreglo de lentes: TPX-inmersión sólida.

de datos consiste en fijar el detector piroeléctrico más allá del foco de la lente L4. Experimentalmente, la mayor intensidad detectada se encontró a una distancia desde la cara plana de la lente al detector en un rango de 38-42 mm. Con base en esto, el detector es colocado a una distancia de la cara plana de la lente de 42 mm. Una navaja montada sobre una estación de traslación lineal es desplazada en la dirección X para hacer cortes transversales (plano X-Y) a la dirección de propagación THz. Los cortes están definidos en distintas posiciones de una navaja en la dirección Z; es importante mencionar, que el término navaja en este experimento, es realmente simbólico, debido a que se utilizó un espejo de oro para reflejar el haz THz de tal manera que la radiación THz no pudiera ser detectada por el piroeléctrico. Las posiciones de la navaja son mostradas en la Tabla 4.1. Como era de esperarse, con base en la óptica de rayos (describe que cuando una onda plana incide en una lente, los rayos refractados envueltos por una superficie cáustica se cruzan en un punto (*spot*) que llamamos foco, siendo éste la cúspide de la superficie cáustica),

Tabla 4.1: Tabla de relación entre la distancia entre la cara plana de la lente TPX y la navaja y el diámetro del *spot* THz enfocado obtenido mediante el FWHM.

Distancia TPX-Navaja [mm]	Diámetro del spot FWHM [ $\mu\text{m}$ ]
38	990.86
39	739.28
39.5	603.92
40	576.861
40.5	607.651
41	623.94
42	701.47

la lente L4, presenta una cáustica que va convergiendo hasta el foco *spot* enfocado y posterior a este, los rayos refractados de nuevo se abren haciendo que el *spot* sea de mayor diámetro de nuevo. En la referencia [83] se describe las superficies cáusticas producidas por lentes esféricas plano-convexas. La segunda columna de la tabla muestra los diámetros del *spot* a diferentes posiciones en Z de la navaja. El menor diámetro obtenido en este experimento considerando el ancho a media altura (FWHM: *Full Width at Half Maximum*) para la lente L4 es de  $\approx 576.861 \mu\text{m}$  a una distancia de 40 mm de la cara plana a una frecuencia de 600 GHz. La diferencia que hay entre el foco para el que fue diseñada la lente TPX y el medido experimentalmente puede deberse a que a la entrada de la lente no se tiene una onda plana perfecta, es decir, el haz no está perfectamente colimado.

#### Arreglo de lentes: TPX esférica y lente de inmersión sólida

El diagrama experimental que muestra la combinación de lentes TPX y de inmersión sólida es el de la Figura 4.8 en la parte inferior. Como puede observarse, es el utilizado para las pruebas a la lente L4 TPX pero en este caso, se agrega la lente de inmersión sólida (SIL: *Solid Immersion Lens*), la cual es una lente hemisférica de silicio ( $n_{SIL}=3.4$ ) de 10 mm de diámetro. La colocación y alineación de esta lente, sin duda es una tarea ardua debido a la invisibilidad de la radiación THz; sin embargo, la determinación de la distancia focal de la lente TPX facilitó en gran medida la colocación de la lente de inmersión sólida.

El experimento consiste principalmente en la colocación óptima de la lente de inmersión sólida utilizando un sistema de movimiento X-Y-Z de manera que quede lo más alineada posible respecto a la lente TPX. Para esto, el detector piroeléctrico

se fijó lo mas cercanamente posible a la lente de inmersión sólida con el fin de buscar voltajes máximos al alinear la SIL. Una navaja (espejo de oro) es desplazada en la dirección X para hacer los cortes transversales en el plano X-Y en el campo cercano de la cara plana de la SIL (método de la navaja).

La adquisición de datos, esta basada en el programa de adquisición de imágenes usando el *lock-in* digital desarrollado y aplicado en experimentos previos. En la Figura 4.9 se muestra una gráfica de intensidad en función de la distancia de barrido de la navaja en la dirección X (puntos azul claro). La distancia de barrido para esta prueba es de 6 mm haciendo mediciones cada  $50 \mu\text{m}$ . La línea continua azul, muestra el ajuste de los datos experimentales con una función de error de Boltzmann.

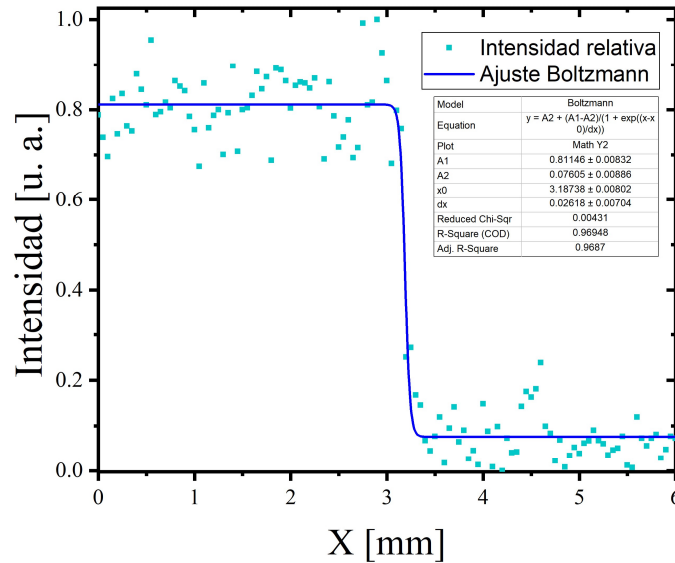


Figura 4.9: Gráfica de intensidad respecto a la distancia recorrida por la navaja en la dirección X. La gráfica de puntos representa la intensidad relativa de los datos experimentales mientras que la línea continua es el ajuste de la función de error de Boltzmann.

Para calcular el diámetro del *spot* THz, Figura 4.10, se aplicó la primera derivada a la función de error (línea continua roja) y por último, un ajuste Gaussiano a la primera derivada. El diámetro al FWHM obtenido experimentalmente es de  $\approx 100 \mu\text{m}$  a 600 GHz o bien,  $0.2 \lambda$ .

Hasta aquí, los resultados experimentales obtenidos demuestran que es posible tener un *spot* de dimensiones de sublongitud de onda midiendo en el campo cercano

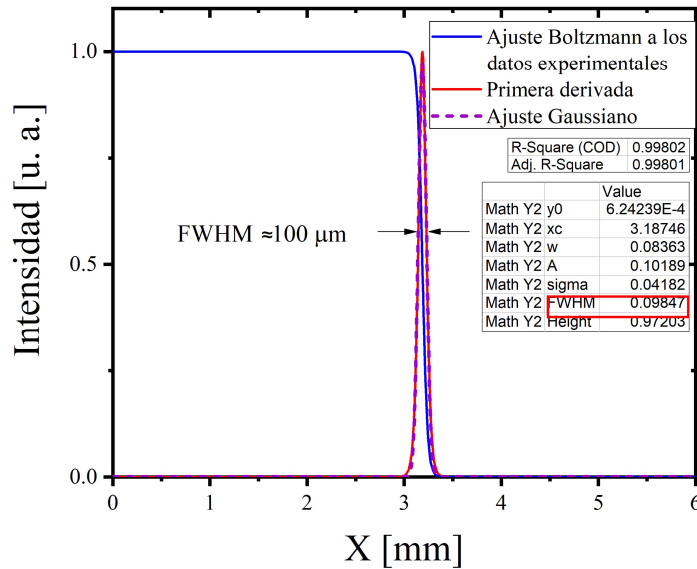


Figura 4.10: Gráfica de intensidad respecto a la distancia recorrida por la navaja en la dirección X. La gráfica roja continua muestra la primera derivada calculada a la función de error (línea azul continua) mientras que la gráfica rosa discontinua representa el ajuste Gaussiano aplicado a la primera derivada.

de la cara plana de una lente hemisférica de silicio en combinación con una lente esférica TPX. Como se mencionó en el capítulo 2, esta técnica de microscopía de inmersión sólida tiene inherentes ventajas respecto a las sondas basadas en aperturas, donde la intensidad es fuertemente afectada donde además, se requieren fuentes y detectores más costosos que requieren enfriamiento a temperaturas criogénicas. En cambio, en este trabajo se hace uso de un detector piroeléctrico de bajo costo que opera a temperatura ambiente.

## 4.2. Sistema de imagenología THz basado en detección interferométrica

El diseño del sistema de imagenología THz basado en detección interferométrica consiste en un interferómetro Twyman-Green el cual ha sido adaptado en uno de sus brazos para permitir la adquisición de imágenes en reflexión utilizando una lente esférica como elemento de enfoque para la interrogación de una muestra.

En el diagrama esquemático del sistema de imagenología THz de la Figura 4.11,

el BWO genera radiación de onda continua de aproximadamente 600 GHz. Enseguida, un *chopper* mecánico modula la radiación emergiendo de la fuente THz, a una frecuencia de 10 Hz la cual corresponde al tiempo de respuesta del detector piroeléctrico. Este haz primario a continuación es colimado al pasar a través de la lente L1 TPX esférica ( $n_{asf}=1.45$ ) con una longitud focal de 25 mm. Con el fin de tener un frente de onda THz más homogéneo, se coloca un diafragma metálico con un diámetro aproximado de 1.5 mm en el plano focal de un sistema telescópico de las lentes esféricas TPX L2 de distancia focal de 67 mm con un diámetro de 25 mm y L3 de distancia focal 50 mm con un diámetro de 38 mm. Una oblea de silicio semi-aislante ( $n_{silicio}=3.4$ ), divide el frente de onda THz en una relación aproximada de 50:50 en transmisión y reflexión respectivamente. Al frente de onda reflejado se le ha llamado haz de referencia y al haz transmitido se le ha llamado haz de prueba. El haz reflejado, viaja por el brazo de referencia y se refleja en el espejo de oro M2 hacia el divisor de haz. El espejo M2 se encuentra sobre una etapa de traslación lineal automatizada para generar los retardos temporales necesarios con una resolución de 1.25  $\mu\text{m}$ . Por otra parte, el haz transmitido pasa a través de la lente L4 TPX esférica de longitud focal de 50 mm (que ha sido probada previamente) enfoca el haz THz sobre la muestra. La muestra bajo prueba es colocada en un sistema de traslación lineal automatizado X-Y-Z; donde el plano X-Y perpendicular a la dirección de propagación es empleado para el barrido en el proceso de adquisición de la imagen; mientras que la dirección Z es ajustada para fijar la muestra en el plano focal de la lente L4. Así, el frente de onda reflejado resultante de la interacción THz-muestra retorna por el brazo de prueba hacia el divisor de haz. La interferencia resultante de los haces de referencia y de prueba son entonces enfocados en el detector piroeléctrico por la lente L5 TPX esférica de 50 mm de distancia focal. El detector piroeléctrico provee un voltaje CA que es proporcional a la intensidad del haz de interferencia el cual es primeramente amplificado y después medido con el amplificador lock-in con una constante de tiempo de 300 ms. La frecuencia de modulación del *chopper* mecánico actúa como la señal de referencia en el amplificador lock-in. El amplificador lock-in empleado es del fabricante *Standford Research systems SR510*. Éste transmite los datos digitalizados al sistema de adquisición a través del puerto GPIB los cuales son recibidos, procesados y almacenados por un programa desarrollado en el *soft-*



ware LabVIEW en la computadora. Este programa descrito en secciones previas, se encarga también de las estaciones de traslación lineal tanto del espejo de referencia M2, así como el del barrido X-Y de la muestra en el brazo de prueba.

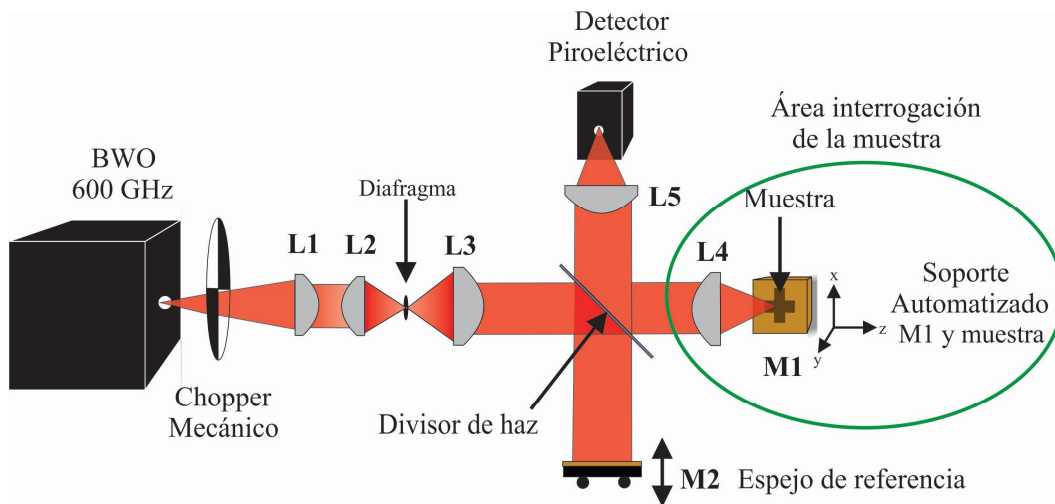


Figura 4.11: Diagrama esquemático del sistema de imagenología terahertz basado en detección interferométrica a 600 GHz: un interferómetro Twyman-Green en combinación con una lente esférica TPX como elemento de enfoque sobre una muestra.

La adquisición de imágenes consiste inicialmente en desplazar el espejo de referencia M2 para identificar un máximo y un mínimo en el patrón de interferencia medido por el piroeléctrico. El espejo se fija a la mitad de la distancia entre un máximo y un mínimo, es decir, donde se tiene la máxima pendiente. El espejo M1 se encuentra colocado en el plano focal de la lente L4 y es barrido en el plano X-Y en un rango de algunos milímetros cuadrados, manteniendo su posición fija en la dirección Z. Así, se obtiene una imagen de referencia del espejo M1 que contendrá información de la falta de perpendicularidad entre los espejos M1 y M2 debido al ángulo de inclinación del espejo M2 necesario para que existan franjas de interferencia entre los haces de referencia y de prueba (cabe mencionar que también es posible

colocar los espejos M1 y M2 perfectamente ortogonales; así, sería posible observar la diferencia entre camino óptico debida únicamente a la muestra). La muestra es colocada sobre el espejo M1 y es barrida en el plano X-Y en la misma área donde fue adquirida la imagen de referencia. La radiación reflejada por la muestra y la transmitida a través de ésta es colectada por la lente L4 y posteriormente interfiere con el haz de referencia. Estas dos imágenes son restadas para obtener una imagen de la muestra bajo prueba. Es importante destacar, que en la imagen THz de la muestra contribuyen para su formación tanto la radiación transmitida a través de ésta así como la reflejada. Por lo tanto, esta configuración es aplicable para muestras que son parcialmente absorbentes de radiación THz.

Adicionalmente, se adquirieron imágenes en reflexión utilizando el brazo de prueba y bloqueando el haz de referencia con fines comparativos entre imagenología usando interferometría y reflexión.

#### 4.2.1. Imágenes THz basadas en detección interferométrica

Los experimentos fueron realizados para adquirir imágenes de dos muestras representativas: una forma de cruz de *masking tape* de grosor no uniforme mostrada en la Figura 4.12a (imagen óptica) y una muestra de GaAs (Arseniuro de Galio) de grosor aproximado de  $340 \mu\text{m}$  cuya área esta cubierta mayormente con una película delgada de oro de  $\approx 100 \text{ nm}$  de espesor con excepción en una de sus esquinas, esto se muestra en las Figuras 4.14a y 4.15a.

Las siguientes imágenes para la muestra con forma de cruz son adquiridas en un área de  $(8 \times 8) \text{ mm}$  con mediciones cada  $250 \mu\text{m}$  en las direcciones X-Y a una frecuencia de 600 GHz. La Figura 4.12b muestra la imagen de referencia donde se puede observar una parte del patrón de interferencia con un máximo de intensidad (parte brillante) y parte de un mínimo (parte oscura); como se mencionó previamente, esta posición fue impuesta para hacer la adquisición de la imagen en la máxima pendiente entre un máximo y un mínimo la cual brinda mayor sensibilidad al sistema. La Figura 4.12c, es la imagen directa de la muestra sobre el interferograma, donde puede observarse que el brazo derecho de la cruz queda en la parte del mínimo del interferograma. Por último, la Figura 4.12d, muestra la imagen resultante de la resta entre la imagen de referencia y la imagen de la muestra sobre el interferograma.

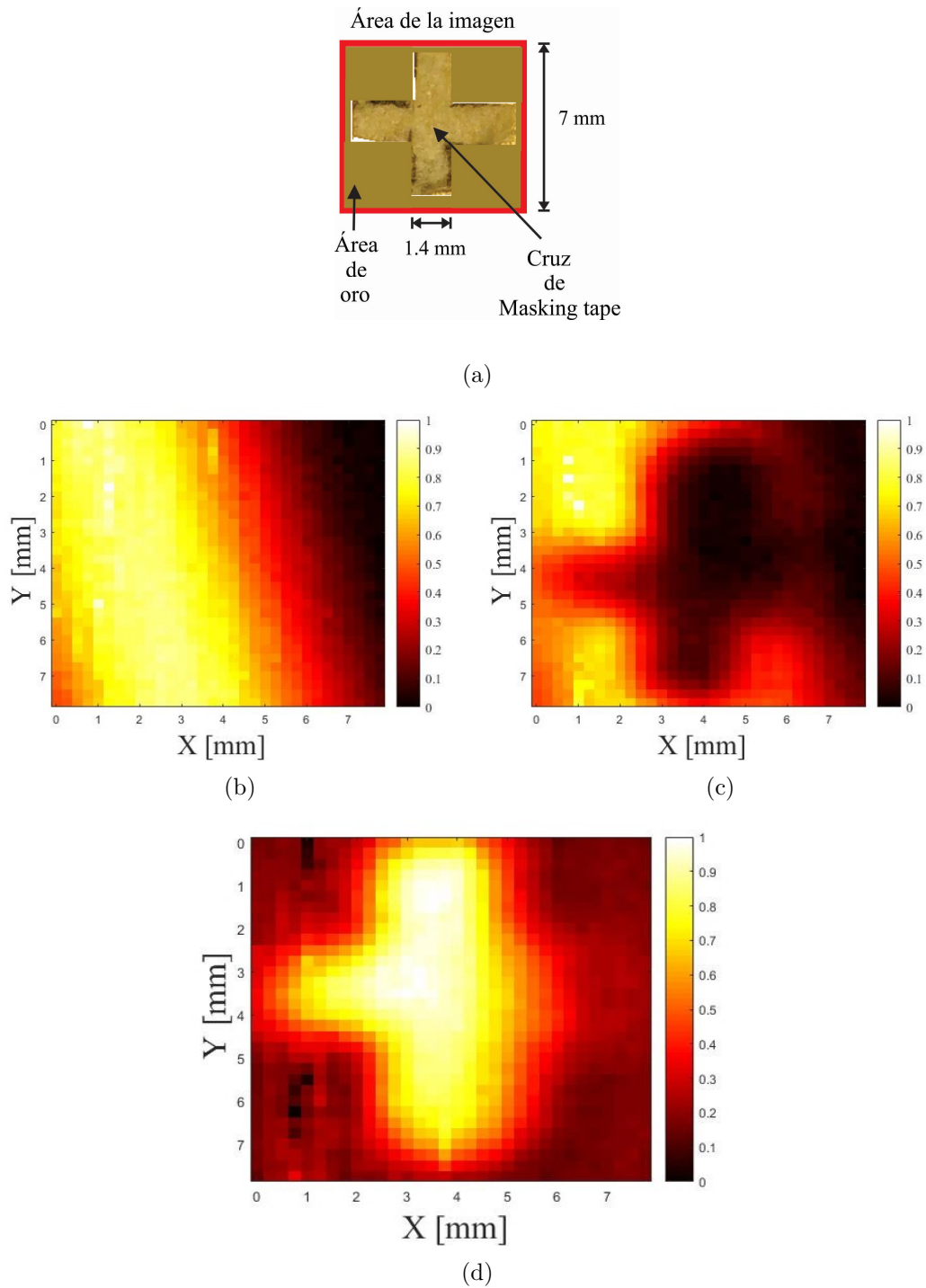


Figura 4.12: Imágenes de la muestra con forma de cruz de *masking tape*: (a) imagen óptica, (b) la referencia a 600 GHz, (c) imagen de la muestra sobre el patrón de interferencia a 600 GHz y (d) imagen interferométrica resultante de la resta de la imagen de referencia y la imagen de la muestra sobre el interferograma [84]. Las imágenes fueron normalizadas de forma individual.

Puede observarse en la Figura 4.12d que uno de los brazos de la cruz se pierde. Como se mencionó previamente, la imagen de la muestra fue adquirida en puntos donde la imagen de referencia presenta un gradiente mínimo de intensidad que produce falta de sensibilidad en esa área al adquirir la imagen. Es importante mencionar que las imágenes mostradas fueron normalizadas de forma individual.

Para evitar este problema es posible seguir dos caminos: el primero es que podrían considerarse muestras de un tamaño menor, dependiendo de la distancia entre un máximo y un mínimo. El segundo camino es que podría moverse ligeramente el ángulo del espejo de referencia M1 para que las franjas de interferencia en el espejo M2 se abran o cierren y así poder considerar diversos tamaños de muestras.

En comparación, la imagen de la Figura 4.13, muestra la imagen a 600 GHz en reflexión bloqueando el brazo de referencia. Esta imagen es adquirida con los mismos parámetros de la imagen interferométrica. De las imágenes interferométrica y de reflexión, es posible observar una notable diferencia en el contraste de las imágenes debido a la reducción de ruido del sistema interferométrico y su mejora en sensibilidad respecto a la configuración en reflexión.

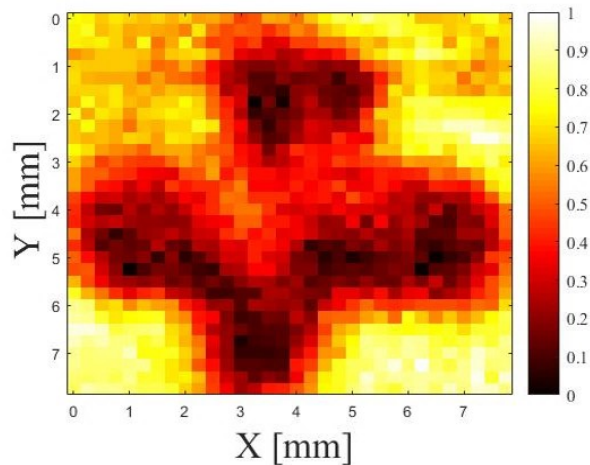


Figura 4.13: Imagen de la muestra en forma de cruz de *masking tape* adquirida en geometría de reflexión a 600 GHz (bloqueando el brazo de referencia donde se encuentra M2) [84].

Para la segunda muestra de la película delgada de oro sobre GaAs donde en una de sus esquinas tiene GaAs descubierto, las imágenes fueron adquiridas sobre una superficie de  $(10 \times 10)$  mm con mediciones cada  $250 \mu\text{m}$  en las direcciones X-Y.

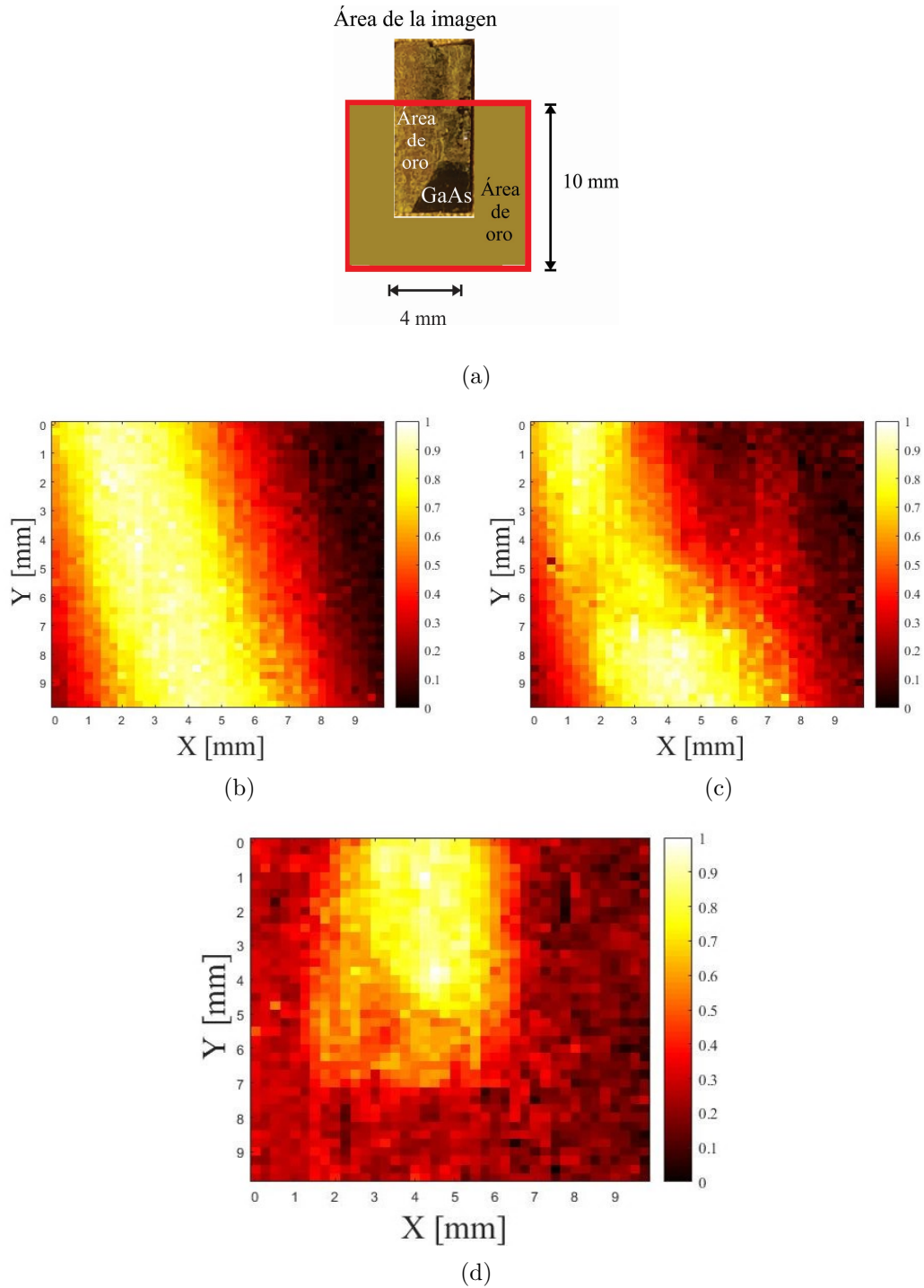


Figura 4.14: Imágenes de la muestra de GaAs cubierto de una película delgada de oro con un área de GaAs descubierta. (a) Imagen óptica de la muestra de una película delgada de oro sobre GaAs, (b) la imagen de referencia a 600 GHz, (c) imagen adquirida de la muestra sobre las franjas del interferograma a 600 GHz y (d) imagen interferométrica a 600 GHz obtenida de la resta entre la imagen de referencia y la imagen de la muestra sobre el patrón de interferencia. Las imágenes han sido normalizadas de forma individual.

La imagen de referencia adquirida del espejo M1 sin la muestra se observa en la Figura 4.14b y la imagen de la muestra sobre el interferograma es mostrada en la Figura 4.14c. Puede observarse que la imagen de la muestra fue adquirida en una región del interferograma donde está muy cerca del mínimo, sin embargo, no llega completamente al mínimo como en las imágenes de la muestra en forma de cruz. Por lo tanto, se tiene una imagen interferométrica completa de la muestra observada en la Figura 4.14d, la cual corresponde a la resta de la referencia y la imagen de la muestra sobre el interferograma. Cada imagen fue normalizada de forma individual.

Por otra parte, para la imagen en reflexión de la muestra se consideró una superficie de la imagen menor ( $8 \times 8$ ) mm con distancias entre mediciones de  $250 \mu\text{m}$  y de una mayor parte de la muestra. La Figura 4.15a muestra el área de la imagen y la Figura 4.15b muestra la imagen en reflexión a 600 GHz que se obtuvo bloqueando el haz de referencia en el diagrama experimental mostrado previamente (Figura 4.11).

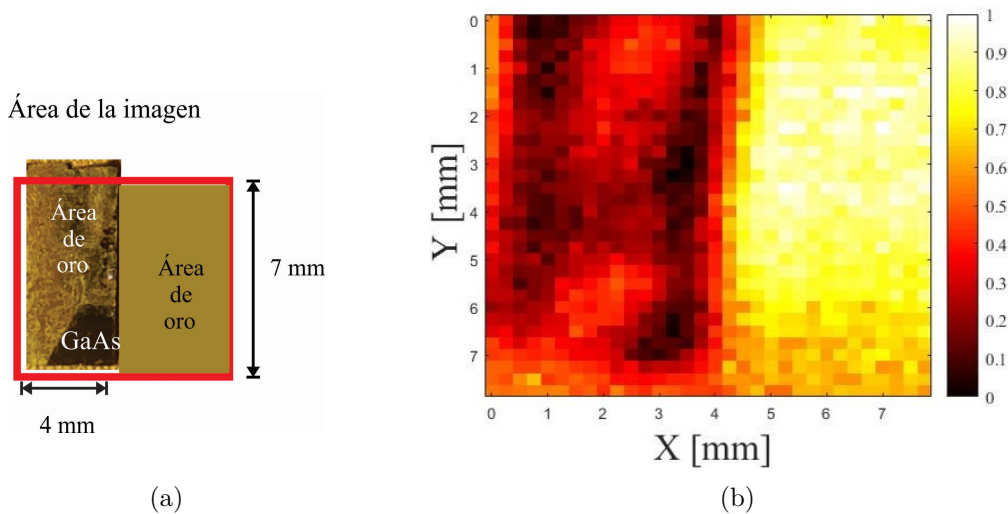


Figura 4.15: (a) Imagen óptica de la muestra de GaAs cubierto con una película delgada de oro con una parte de GaAs descubierto y (b) imagen adquirida en reflexión a 600 GHz bloqueando el haz de referencia del interferómetro.

Como puede observarse en las imágenes ópticas de la muestra, es un trozo de GaAs cuya superficie está cubierta mayormente con una película de oro, sin embargo, una parte de GaAs se encuentra descubierta. En ambas imágenes THz mostradas en las Figuras 4.14d y 4.15b no se observa una diferencia notable entre el cambio de materiales: oro al GaAs. Esto puede deberse a que el GaAs tiene un bajo coeficiente

de absorción a 600 GHz [4], por lo tanto, la radiación THz que llega a la parte de GaAs de  $\approx 340 \mu\text{m}$  de espesor, es transmitida y reflejada de nuevo por el espejo M1 donde se encuentra adherida la muestra.

Hasta aquí, los experimentos realizados desde el inicio de este trabajo, combinan el manejo de los diferentes instrumentos de medición, la automatización que incluye el desarrollo de programas en el *software* LabVIEW para la lectura de datos del detector y el movimiento controlado de las estaciones de traslación lineal. Esto ha permitido realizar la adquisición de trazas de interferogramas así como de la adquisición de imágenes. Por otra parte, las pruebas realizadas a los elementos ópticos han mostrado su funcionamiento con radiación THz y mostrado sus alcances y desventajas. En conjunto, todos los enfoques han permitido comprender el funcionamiento teórico y experimental del sistema de imagenología desarrollado hasta este punto.

### 4.3. Sistema de imagenología basado en microscopía de inmersión sólida y detección interferométrica

En esta sección del trabajo, se pone en práctica todo el trabajo desarrollado previamente. El objetivo de esta parte de la tesis es lograr instrumentar un sistema de imagenología THz de sublongitud de onda en la modalidad de campo cercano con una lente de inmersión sólida y basado en detección interferométrica. El interferómetro Twyman-Green desarrollado como base para este sistema, se ha explicado ya en secciones anteriores, sin embargo se adapta a nuevas condiciones de funcionamiento principalmente del BWO, así como también para la incorporación de una lente de inmersión sólida.

El diagrama esquemático mostrado en la Figura 4.16 muestra el interferómetro Twyman-Green que ha sido extendido para permitir la adquisición de imágenes en reflexión en un plano paralelo a la mesa óptica de trabajo que contiene al sistema. Como puede observarse, el BWO genera radiación coherente de onda continua a 703 GHz. Un *chopper* mecánico modula a 5 Hz la emisión de la fuente que como se mencionó previamente, corresponde al tiempo de respuesta del detector piroeléctrico. El haz THz primario es colimado con la lente L1 esférica TPX de 25 mm de longitud focal y 25 mm de diámetro; el haz es direccionado hacia una oblea de silicio semi-

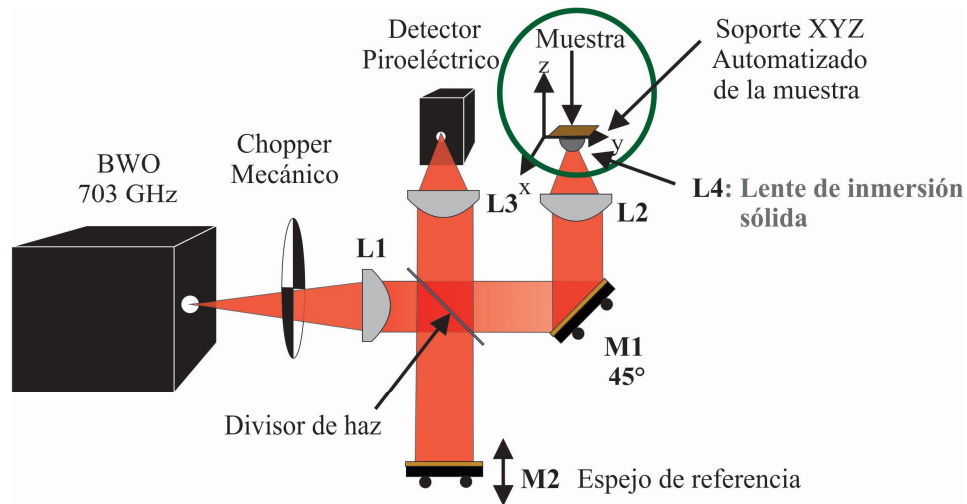


Figura 4.16: Diagrama esquemático del sistema de imagenología terahertz: un interferómetro Twyman-Green en combinación con una lente de inmersión sólida de silicio.

aislante altamente resistivo de  $\approx 375 \mu\text{m}$  de espesor que trabaja como divisor de haz con una proporción aproximada de 50:50 de transmisión y reflexión. El frente de onda reflejado es llamado haz de referencia y enseguida es retro-reflejado desde el espejo M2 (que puede ser desplazado adelante y atrás) hacia el divisor de haz. Por otra parte, el haz transmitido a través del divisor es llamado haz de prueba y va hacia el espejo M1 que está a  $45^\circ$  para dirigir el haz hacia la lente L2 planoconvexa TPX esférica de distancia focal 50 mm y de diámetro 38 mm que enfoca parcialmente el haz THz en una lente hemisférica de silicio L4 que opera como una lente de inmersión sólida (SIL). La finalidad de redirigir el haz con el espejo M1 a  $45^\circ$  es tener el lugar de la muestra en un plano paralelo a la mesa óptica. La muestra bajo prueba es colocada a una distancia menor a la longitud de onda de la fuente, esto es, casi en contacto con la superficie plana de la lente SIL o campo cercano. Para adquirir una imagen, la muestra es desplazada para barrer de manera automatizada el plano X-Y ajustando la dirección Z para tener una óptima alineación. Así, la imagen es adquirida pixel por pixel con un tiempo de adquisición aproximado de 1



pixel por segundo.

Por último, el haz de THz con la muestra retorna por el brazo de prueba hacia el divisor de haz donde interfiere con el haz de referencia. Éste es colectado por la lente L3 y enfocado en el detector piroeléctrico para posteriormente ser pre-amplificado y medido con el amplificador *lock-in* comercial de *Stanford Research Systems SR510*.

#### 4.3.1. Imágenes interferométricas THz de sublongitud de onda

Antes de la adquisición de imágenes, se obtienen trazas de interferogramas para tener en cuenta la frecuencia de emisión de la fuente. La Figura 4.17 muestra una traza del patrón de interferencia típico obtenido al desplazar el espejo M2 en este experimento, con pasos de  $20 \mu\text{m}$  con una correspondencia temporal de  $\approx 0.13$  ps. Esto se logra colocando un espejo sobre el área de la muestra. Un periodo en el interferograma es de aproximadamente  $\approx 1.422$  ps lo que confirma que el BWO emite radiación de  $\approx 703$  GHz (esto también es confirmado aplicando la transformada rápida de Fourier).

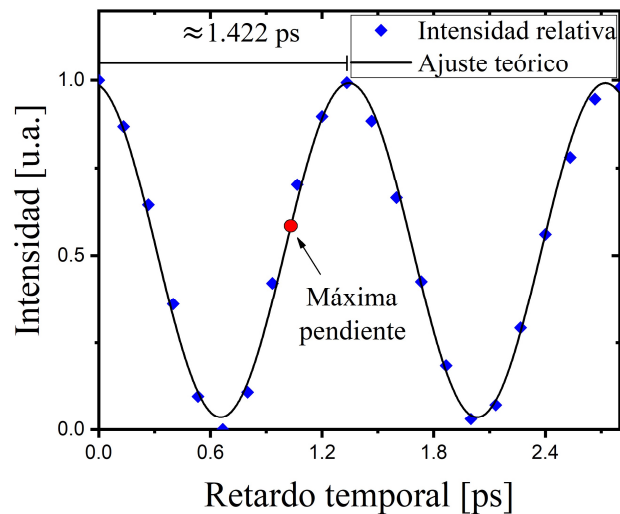


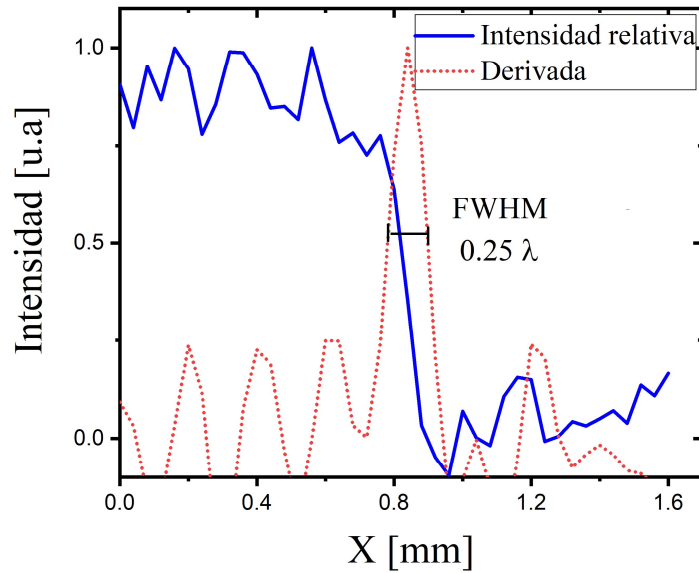
Figura 4.17: Patrón de interferencia experimental adquirido haciendo un barrido lineal del espejo de oro de referencia M2 con resolución en el tiempo de  $\approx 0.13$  ps ( $20 \mu\text{m}$  de distancia). El periodo de  $\approx 1,422$  corresponde a la frecuencia de radiación terahertz emitida por el BWO a 703 GHz.

La gráfica de puntos azules de la Figura 4.17 muestra los datos experimentales de intensidad relativa en función del tiempo de retardo que genera el desplazamiento

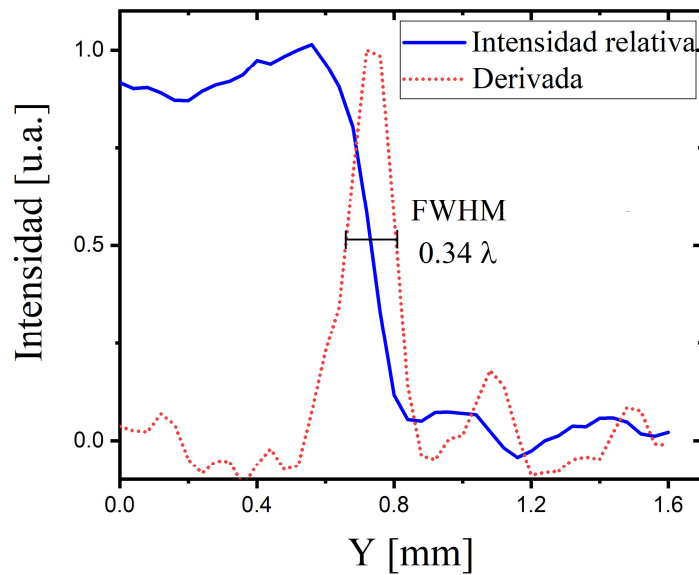
de M2; mientras que la línea continua corresponde al ajuste teórico aplicado a los datos. En la gráfica también se muestra la posición en el interferograma donde se realizan las mediciones marcada con un punto rojo correspondiente a la máxima pendiente entre un máximo y un mínimo ( $\pi/2$ ). Con esto se logra una sensibilidad de detección máxima.

Para determinar el diámetro del *spot* THz en esta configuración interferométrica en combinación con microscopía de inmersión sólida, es utilizada la prueba de la navava de Foucault utilizada en pruebas previas en este trabajo. Para esta configuración se determinó el diámetro en la dirección X y además en la dirección Y. Las gráficas de las Figuras 4.18a y 4.18b muestran la intensidad relativa en función de la distancia de barrido para esta prueba. Las distancias de barrido son de 1.6 mm en ambas direcciones, con mediciones cada 40  $\mu\text{m}$ . En las gráficas, las líneas continuas azules muestran las mediciones obtenidas experimentalmente, mientras que las líneas punteadas rojas muestran la primera derivada que fue calculada directamente a los datos obtenidos. Para determinar el ancho del *spot* THz al FWHM se aplicó un ajuste Gaussiano a la curva de la primera derivada obteniendo así que el diámetro THz en la dirección X es de  $\approx 0.25\lambda$  mientras que para la dirección Y un diámetro de  $\approx 0.34\lambda$  a 703 GHz. Como puede notarse directamente, el *spot* no es circular y se debe al frente de onda no perfecto emitido por el BWO. Hasta este punto del trabajo, el BWO presentó un rendimiento de emisión menor, por lo tanto no fue posible continuar trabajando con el sistema telescópico de lentes con un diafragma metálico en el plano focal de dicho sistema (con función de filtro espacial para corregir la no homogeneidad del frente de onda del BWO) con el que se contaba en la configuración previa del sistema; en este punto, agregar mas elementos al sistema afectaba las mediciones debido a que con una menor radiación detectada, ésta era susceptible a ruido ambiental no deseado.

Se eligieron dos tipos de muestras para la adquisición de imágenes. El procedimiento de adquisición de las imágenes consiste en hacer un barrido en el plano X-Y de la muestra que es perpendicular a la dirección de propagación THz, esto significa que la muestra es el único elemento desplazándose durante la adquisición. Las variaciones en la dirección Z de la muestra para los experimentos son mínimas, por lo cual podemos despreciarlas.



(a)



(b)

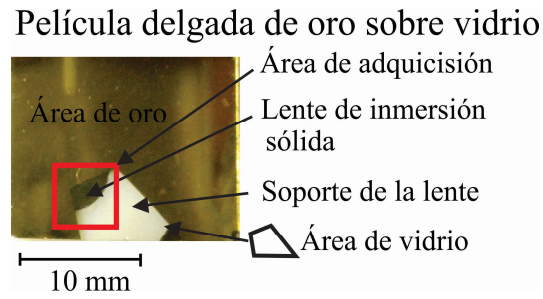
Figura 4.18: Mediciones del tamaño del *spot* de sublongitud de onda THz utilizando el método de la navaja de Foucault en las direcciones X y Y: Intensidad medida (línea azul continua) y su derivada respecto a la distancia (línea roja punteada), a 703 GHz; (a) en la dirección X y (b) en la dirección Y. El tamaño del *spot* de sublongitud de onda THz fue estimado usando el FWHM de la derivada.

La imagen en el rango visible de la primera muestra analizada, se observa en la Figura 4.19a. Es una muestra de una película delgada de oro de  $\approx 300$  nm sobre un portaobjetos de vidrio que como puede observarse en la imagen, tiene una parte donde no se cubrió por la película de oro. La muestra es llamada de alto contraste debido a que el oro tiene una reflectividad cercana a la unidad a frecuencias THz [4], mientras que el vidrio refleja menos del 4 % de la radiación debido a las altas pérdidas dieléctricas [4][86]. La Figura 4.19b muestra la imagen a 703 GHz adquirida para la muestra de alto contraste. Puede observarse claramente el ángulo que es el borde entre el oro y el vidrio del portaobjetos cubriendo un área de  $(5.1 \times 5.1)$  mm con una distancia entre mediciones de  $160 \mu\text{m}$ . La forma de menor intensidad en la imagen corresponde al área de vidrio la cual es altamente absorbente a frecuencias THz.

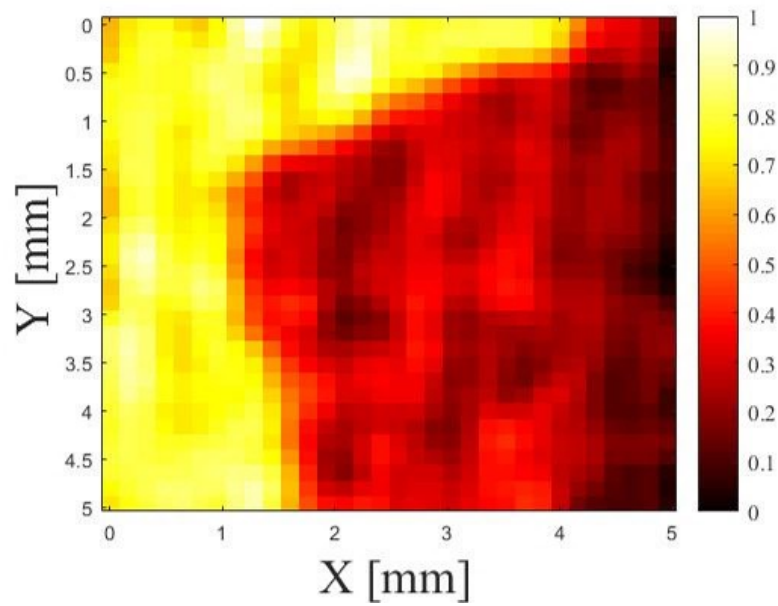
La segunda muestra analizada consiste en una hoja fresca mostrada en la imagen en el visible de la Figura 4.20a. La hoja fue colocada sobre un espejo de oro que actúa como un plano de referencia. La imagen THz adquirida tiene las mismas dimensiones que la muestra de alto contraste y las mismas distancias entre mediciones. Como puede observarse en la Figura 4.20b los bordes de la hoja son claramente visibles lo cual nos indica la resolución que el sistema es capaz de alcanzar.

Aun no queda clara la razón por la cual no se observan los nervios de la hoja los cuales deberían tener una más fuerte absorción THz y destacar en la imagen debido a la cantidad de agua concentrada en esas partes. Dejando una tarea a futuro para un análisis más profundo.

En comparación con el sistema de detección interferométrica basado en una lente esférica plano-convexa TPX como elemento interrogador de una muestra desarrollado previamente, en este sistema de sublongitud de onda no hay necesidad de una imagen de referencia, ya que en las imágenes adquiridas no se observa el patrón de interferencia característico del sistema sin lente de inmersión sólida (esto puede deberse a que la radiación THz es confinada en un *spot* de menor área que el *spot* obtenido utilizando solo la lente TPX) y por supuesto destaca en este sistema la mejora en resolución espacial.



(a)



(b)

Figura 4.19: (a) Imagen óptica de la forma de una película delgada de oro sobre un portaobjetos (b) Imagen adquirida mediante detección interferométrica en combinación con microscopía de inmersión sólida a 703 GHz de la forma de una película delgada de oro sobre un portaobjetos.

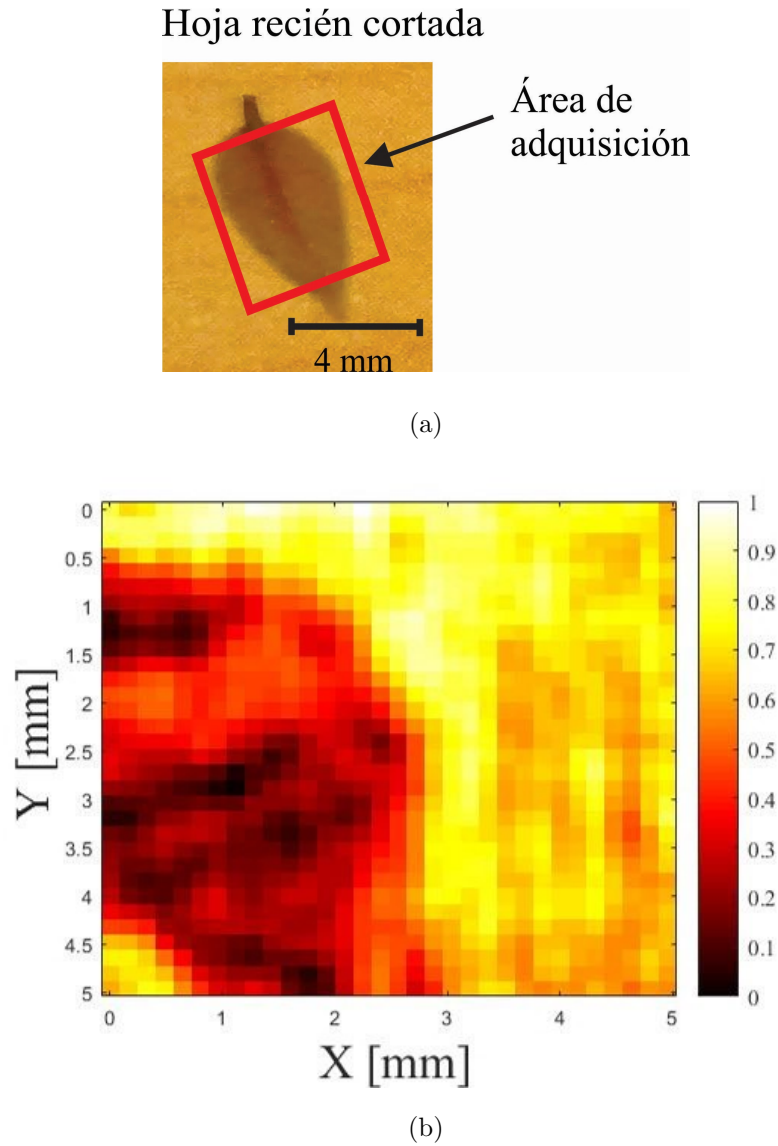


Figura 4.20: (a) Imagen óptica de la forma de una hoja recién cortada sobre un espejo de oro. (b) Imagen adquirida mediante detección interferométrica combinada con microscopía de inmersión sólida a 703 GHz de una hoja recién cortada sobre un espejo de oro.

Por último, la Figura 4.21 muestra la fotografía del microscopio THz de sublongitud de onda desarrollado en esta tesis. Se pueden distinguir algunos de los elementos importantes. La Figura 4.22 muestra el lugar de la muestra dentro del sistema, el lugar donde se hace el barrido para la adquisición de imágenes THz justo en el campo cercano de la superficie plana de la SIL.

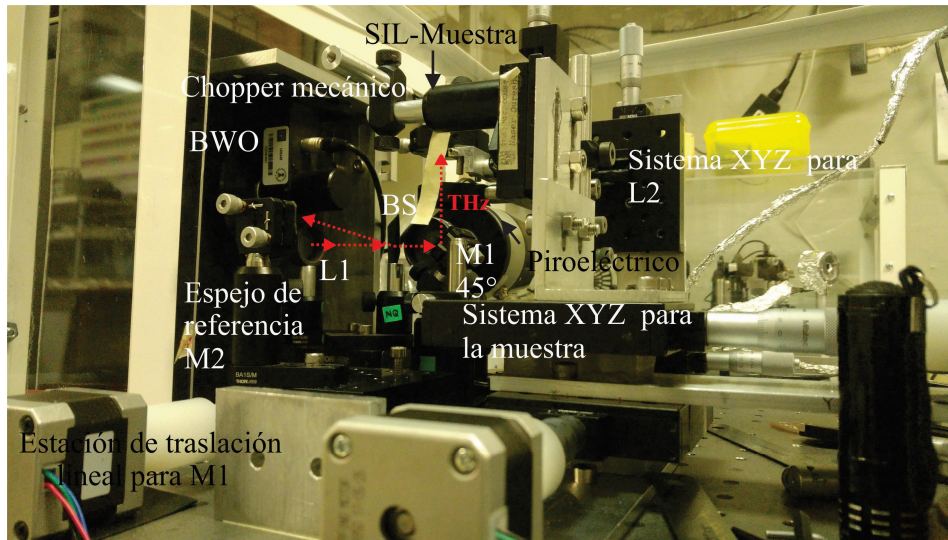


Figura 4.21: Fotografía que muestra el microscopio THz de onda continua de sublongitud de onda basado en microscopía de inmersión sólida y detección interferométrica.

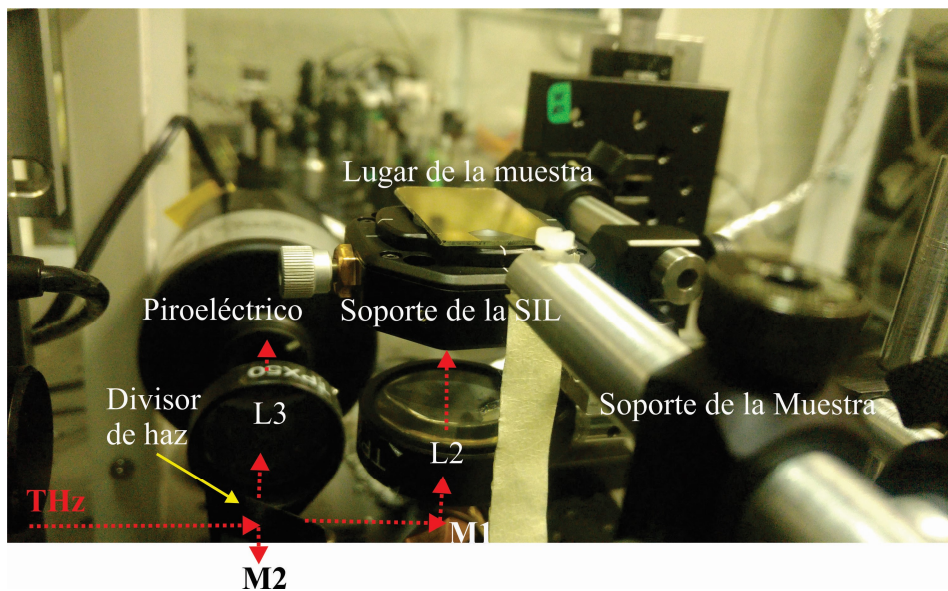


Figura 4.22: Fotografía del lugar de la muestra en el microscopio THz.

Haciendo un breve resumen de esta parte del trabajo, se demostró un sistema de imagenología THz de sublongitud de onda basado en dos técnicas ópticas prominentes: microscopía de inmersión sólida y detección interferométrica. Los resultados obtenidos demuestran un *spot* THz de sublongitud de onda en el plano de la muestra entre  $0.25\lambda$  y  $0.34\lambda$  en las direcciones X y Y respectivamente, a 703 GHz ( $\approx 427 \mu\text{m}$ ) que son dimensiones de un *spot* que superan las predicciones de mejora alcanzable por factor de  $1/n_{SIL}$  con base en el tamaño de *spot* experimental medido para la lente TPX que actúa en conjunto con la SIL. Este sistema ofrece una notable ventaja en el diseño de microscopios de campo cercano, permitiendo imagenología de alto contraste mediante el uso de detectores menos sensibles y menos costosos en comparación con detectores como las celdas de Golay o bolómetros que necesitan ser enfriados a temperaturas criogénicas que por lo tanto presentan un mejor rendimiento en términos de sensibilidad.

Para finalizar, la Tabla 4.2 muestra a manera de resumen las capacidades de medición que tiene el sistema de imagenología THz de sublongitud de onda. Es importante destacar el bajo rendimiento que tiene el BWO en términos de potencia debido a su degradación. Considerando un BWO emitiendo los niveles de potencia mostrada en la gráfica de la Figura 4.1, se esperaría una adquisición de imágenes con una mayor relación señal a ruido lo cual mejoraría el contraste. Pese a las dificultades técnicas, en esta tesis se logró obtener imágenes con un resolución espacial de sublongitud de onda y con un contraste considerable.

Tabla 4.2: Tabla resumen de las capacidades del sistema de imagenología de onda continua THz de sublongitud de onda basado en microscopía de inmersión sólida y detección interferométrica.

Capacidades de medición	
Frecuencia	703 GHz
Potencia de irradiación	$\approx 500 \mu\text{W}$
Tiempo de muestreo mínimo	$\approx 4.166 \text{ fs}$
Tiempo de adquisición de imagen	1 pixel/s
Contraste	$\approx 0.8$
Distancia entre muestra y SIL	$> 50 \mu\text{m}$
Resolución espacial X-Y	$0.25\lambda\text{-}0.35\lambda$



## Capítulo 5

# Conclusiones

En esta tesis fue diseñado e instrumentado un sistema de imagenología de sublongitud de onda continua THz que opera en el campo cercano basado en dos técnicas ópticas prominentes que son ampliamente utilizadas en el rango visible: microscopía de inmersión sólida e interferometría. Fue demostrada una resolución espacial del sistema de  $0.25\lambda$  y  $0.35\lambda$  en las direcciones X y Y a 703 GHz ( $\lambda \approx 427 \mu\text{m}$ ), mediante la prueba de la navaja de Foucault haciendo cortes trasnversales al haz THz en el campo cercano sobre la superficie plana de una lente de inmersión sólida (SIL) de silicio que trabaja en conjunto con una lente esférica plano-convexa TPX como elementos de enfoque de sublongitud de onda. El ancho a la media altura (FWHM) determinó el diámetro del *spot* THz en las direcciones X y Y del plano perpendicular a la dirección de propagacion. La resolución espacial lograda supera las predicciones de mejora en la resolución reportada en la literatura que atribuyen un factor de  $1/n_{SIL}$  respecto al diámetro del *spot* que es capaz de enfocar la lente que trabaja en conjunto con la lente de inmersión sólida de manera individual.

Además, se demostró imagenología con este sistema para dos tipos de muestras. La primera de ellas, un portaobjetos parcialmente cubierto de una película delgada de oro, de la cual se adquirió una imagen de dimensiones ( $5.1 \times 5.1$ ) mm con mediciones capturadas cada  $120 \mu\text{m}$  (píxeles), en la cual es posible observar claramente el contraste existente entre los dos materiales (oro y vidrio); por una parte el oro es un material con una reflectividad cercana a la unidad a frecuencias THz, mientras que el vidrio presenta grandes pérdidas dieléctricas dentro del material que se traducen

en una alta absorción a estas frecuencias. El resultado es una imagen bien definida mostrando una baja intensidad en el vidrio y una muy alta intensidad en el oro. Por otra parte, una segunda muestra, una hoja fresca colocada sobre un espejo de oro fue adquirida con las mismas dimensiones que la primera muestra; en este caso, la imagen muestra una clara definición en los bordes de la hoja lo cual demuestra la resolución que el sistema es capaz de lograr. El alto contenido en agua de la hoja produce una fuerte absorción THz, mientras que la alta reflectividad del oro ayuda a que se tenga un contraste similar al observado con la primera muestra. Aun no queda clara la razón por la cual no se observan los nervios de la hoja, los cuales tienen un mayor contenido de agua que el resto de la misma, dejando un análisis a futuro más profundo con este tipo de muestras.

El sistema desarrollado ofrece una notable ventaja en el diseño de microscopios de campo cercano de sublongitud de onda THz, permitiendo imagenología de alto contraste mediante el uso de detectores menos sensibles y menos costosos en comparación con detectores como las celdas de Golay o bolómetros que necesitan ser enfriados a temperaturas criogénicas y que por lo tanto presentan un mejor rendimiento en términos de sensibilidad haciéndolos mucho más costosos que los piroeléctricos utilizados en este trabajo. El alto contraste manifestado en muestras metálicas y biológicas convierte a este sistema en una potencial aplicación en análisis biológico e inspección industrial (control de calidad). Este sistema puede ser potencialmente extendido para incluir otras técnicas de interferometría como la interferometría de desplazamiento de fase (*PSI:Phase Shifting Interferometry*).

Una perspectiva a futuro para este interesante y prometedor sistema de imagenología, podría ser mejorar en primer lugar el frente de onda emitido por la fuente (BWO) implementando un sistema telescópico de lentes con un diafragma en el plano focal para conseguir un frente de onda más homogéneo. Para poder lograr una resolución espacial mayor que la lograda en esta tesis y las reportadas en la literatura empleando otras configuraciones que involucran lentes de inmersión sólida, es necesario el uso de lentes (en esta tesis, la lente TPX plano-convexa) con una apertura numérica mayor (idealmente de un valor unitario) a la utilizada en este trabajo.

## Apéndice A

# Diseño de lentes esféricas para THz

Las lentes esféricas son ampliamente utilizadas en el rango visible del espectro electromagnético para sistemas de formación de imágenes. Éstas ayudan a reducir la aberración esférica presente en superficies esféricas, haciendo uso de coeficientes de asfericidad. El término asfericidad, se puede entender como sin esfericidad; esto es, que al diseñar lentes esféricas lo que se hace es deformar el radio de curvatura para que éste no sea constante [87]. El uso de estas lentes también se ha trasladado a la banda THz [88][89] donde se han aplicado a sistemas de imagenología, logrando resoluciones espaciales comparables con la longitud de onda de trabajo.

En esta tesis, se diseñaron y fabricaron lentes esféricas para THz en colaboración con el Dr. Maximino Avendaño Alejo (Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología-UNAM) y el Dr. Rafael Izazaga Pérez (INAOE: Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica). Se utilizaron dos tipos de materiales poliméricos que presentan bajo coeficiente de absorción a frecuencias THz, esto significa que son casi transparentes a estas frecuencias. Los materiales utilizados son polipropileno (PP  $n \approx 1,495$ ) y politetrafluoretileno (PTFE  $n \approx 1,38$ ) mejor conocido como teflón [90][91].

El diseño parte de la ecuación para una lente simple [92],

$$\frac{1}{f} = \left(\frac{n_l - n_a}{n_a}\right)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \quad (\text{A.1})$$

donde  $n_l$  es el índice de refracción del medio refractante y  $n_a$  el índice de refracción del aire,  $R_1$  y  $R_2$  son los radios paraxiales para cada cara de la lente. Tomando la consideración que el diseño de la lente es plano-convexa, se descarta  $R_2$ . Así, se tienen definido el índice de refracción del medio refractante y la distancia focal de 50 mm. A partir de esto, se determina el radio paraxial  $R_1$  para cada material utilizado.

Con las características del diseño, se utiliza la representación matemática de lentes esféricas para el diseño de la superficie esférica. Esta es la representación general de las superficies cónicas mas un polinomio de coeficientes de asfericidad que representa las deformaciones esféricas con simetría de revolución [87][93],

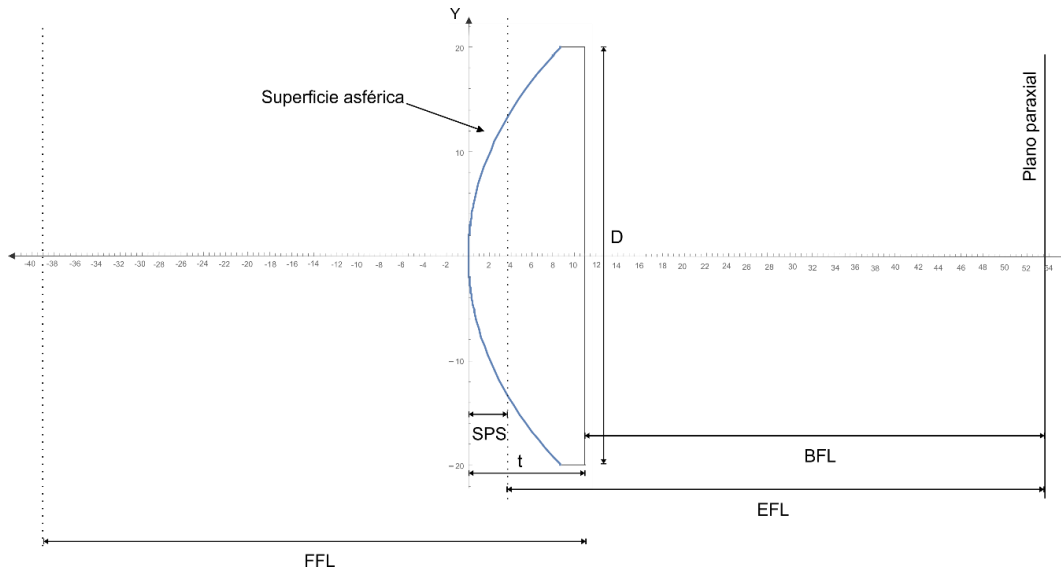
$$Z_{SN} = \frac{cs^2}{1 + \sqrt{1 - (k+1)c^2s^2}} + \sum_{i=1}^N A_{2i}s^{2i}, \quad (\text{A.2})$$

donde  $c$  es la curvatura paraxial de la superficie definida como  $c = 1/R$  el inverso del radio paraxial y  $s^2 = (x^2 + y^2)$  las coordenadas sobre la superficie de la lente.  $k$  es la constante de conicidad que define el tipo de superficie (hiperboloide ( $k < -1$ ), paraboloides ( $k = -1$ ), elipse rotada sobre su eje mayor ( $-1 < k < 0$ ), esfera ( $k=0$ ) o una elipse ( $k > 0$ ) rotada sobre su eje menor) [93]. Para el cálculo de esta constante se utilizó el método desarrollado en [94].

El cálculo de los parámetros para la superficie esférica a partir de la ecuación A.2 se desarrolló en *Mathematica* y de igual manera el cálculo de la constante de conicidad. La fabricación de estos elementos ópticos se desarrollo en el Taller de Óptica de INAOE utilizando una técnica de pulido de superficies [95]. Los parámetros de diseño son mostrados en las siguientes páginas.

Las lentes fabricadas son mostradas en la Figura A.1. Al ser probadas experimentalmente, el *spot* medido al ancho de la altura media (FWHM) es de  $\approx 600 \mu\text{m}$  a 600 GHz, este rendimiento es comparable con los diseños de lentes esféricas comerciales como las del fabricante *Batop*. Estas lentes aún no han sido probadas en un sistema de imagenología. Según el cálculo de la constante de conicidad, este diseño corrige aberraciones, por lo que se espera un buen funcionamiento en imagenología.

Lente esférica convexo-plana



Descripción

Lente esférica convexo plana de polipropileno (PP) para Terahertz.

Parámetros de la lente:

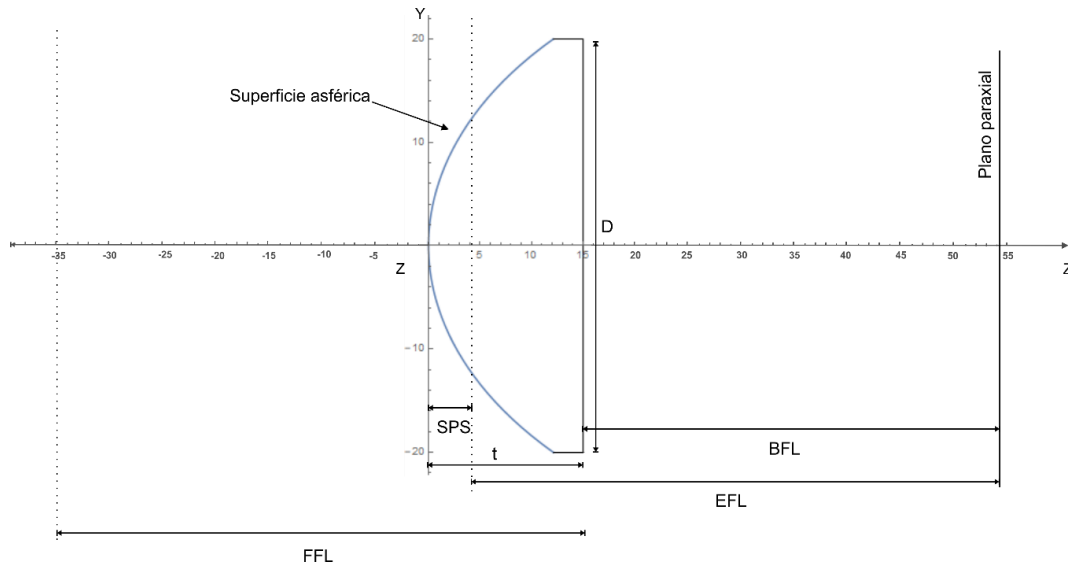
Material	PP
Índice de refracción	$n=1.495$
Back focal length (BFL)	39.1304 mm
Effective focal length (EFL)	50 mm
Frontal focal length (FFL)	50 mm
Primary principal surface (SPS)	3.6421 mm
Radio de curvatura (R)	24.75 mm
Diámetro (D)	40 mm
Constante de conicidad (k)	-1.2916456433877017

Coefficientes de asfericidad:

a2	0
a4	$6.008476984001117 \times 10^{-6}$
a6	$4.406125713564476 \times 10^{-10}$

a8	$4.476130889125526 \times 10^{-13}$
a10	$-3.668102112333304 \times 10^{-19}$
a12	$1.976440834782421 \times 10^{-20}$

Lente esférica convexo-plana



Descripción

Lente esférica convexo plana de politetrafluoroetileno (PTFE) para Terahertz.

Parámetros de la lente:

Material	PTFE (teflón)
Índice de refracción	$n=1.38$
Back focal length (BFL)	39.1304 mm
Effective focal length (EFL)	50 mm
Frontal focal length (FFL)	50 mm
Primary principal surface (SPS)	4.1304
Radio de curvatura (R)	19 mm
Diámetro (D)	40 mm
Constante de conicidad (k)	-1.09458197

Coefficientes de asfericidad:

a2	0
a4	$9.40031982147018 \times 10^{-6}$
a6	$3.85972028925579 \times 10^{-9}$

a8	$2.600211938721553 \times 10^{-12}$
a10	$1.719299302556588 \times 10^{-15}$
a12	$1.206328910667528 \times 10^{-18}$



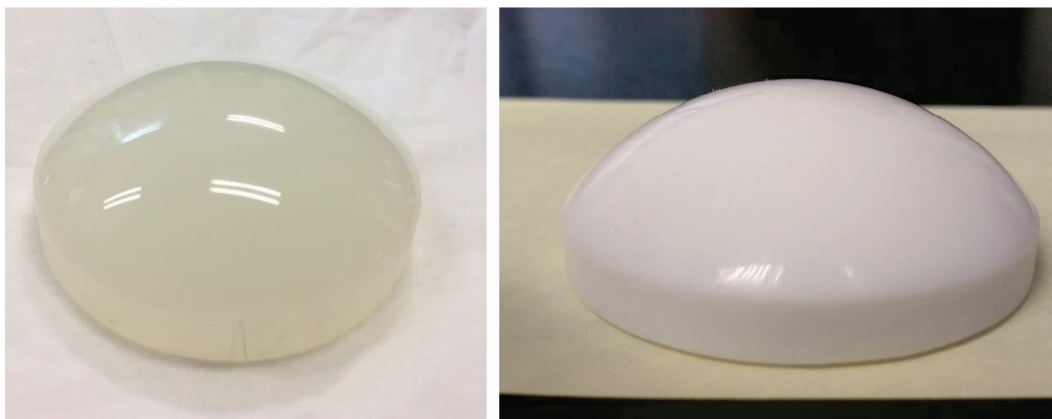


Figura A.1: A la izquierda se muestra la lente esférica para THz de polipropileno y a la derecha, la lente de politetrafluoretileno(teflón)[95].

## Apéndice B

# Contribuciones

Yesenia García-Jomaso, Dahi Hernández-Roa, Jesus Garduño-Mejia, Carlos Treviño-Palacios, Oleg Kolokoltsev, and Naser Qureshi, “Sub-wavelength continuous THz imaging systema based on interferometric detection,” *Optics Express*, 29(12), 19120-19125(2021).

Angelica Y. García-Jomaso, Dahi Ludim Hernandez-Roa, Ana Luz Muñoz-Rosas, Carlos G. Treviño-Palacios, Jesus Garduño-Mejia, Oleg Kolokotsev, y Naser Qureshi, “Interferometric detection for terahertz microscopy,” *Proc. of SPIE*, 10917, 1091715(2019).



## Sub-wavelength continuous THz imaging system based on interferometric detection

YESENIA A. GARCÍA-JOMASO,<sup>1</sup> DAHÍ L. HERNÁNDEZ-ROA,<sup>1</sup> JESÚS GARDUÑO-MEJÍA,<sup>1</sup>  CARLOS G. TREVIÑO-PALACIOS,<sup>2</sup>  OLEG V. KOLOKOLTSEV,<sup>1</sup> AND NASER QURESHI,<sup>1,3</sup> 

<sup>1</sup>Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología, Universidad Nacional Autónoma de México, C. P. 04510, Ciudad de México, Mexico

<sup>2</sup>Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica, C.P. 72840, San Andrés Cholula Puebla, Mexico

<sup>3</sup>naser.queshi@icat.unam.mx

**Abstract:** We have developed a continuous wave sub-wavelength terahertz (THz) imaging system that combines two prominent classical optical techniques: solid immersion microscopy and interferometric detection. This combination allows for resolution beyond the diffraction limit at 703 GHz. We experimentally demonstrate sub-wavelength spatial resolution working with a relatively low-cost pyroelectric detector and with both high and low contrast samples.

© 2021 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

### 1. Introduction

Over the past three decades, a large number of Terahertz systems has been developed, seeking to improve the resolution beyond the diffraction limit described in general terms by the Rayleigh and Abbe criteria. After the development of the first imaging system in pulsed mode by Hu and Nuss in 1995 [1], a second approach using continuous terahertz waves was developed by Kleine-Ostman *et al.* in 2001 [2]. Since these works, many different variations of THz imaging have been explored, including near-field imaging, THz tomography, polarization imaging, dark-field imaging, single-pixel imaging, time reversal imaging, reciprocal imaging, and interferometric imaging [3,4].

Despite the considerable progress with these techniques, effective imaging requires powerful THz emitters and highly sensitive detectors which are expensive [5] and relatively inaccessible. An additional near-field approach has been developed since the first demonstration in the visible range: solid immersion microscopy. In 1990, Mansfield and Kino described a way to increase the index of refraction of the region between the focusing system and the object using a hemispherical solid immersion lens (SIL) [6]. In its near-field mode, this microscope uses the evanescent fields just outside the flat surface of the SIL for near-field imaging. The spatial resolution is improved by a factor of the refractive index  $n$  even though it is limited by the material properties of the SIL [7]. This form of microscopy has been achieved in biological tissue [8,9]. Apertureless sub-wavelength dielectric probes have also been implemented with terahertz waves achieving resolutions of  $\approx 0.3\lambda$  at 150 GHz [4],  $\approx 0.5\lambda$  at 470 GHz [8],  $\approx 0.15\lambda$  at 600 GHz [9],  $\approx 0.54\lambda$  at 3.2 THz [10], and  $0.32\lambda$  at 500 GHz [11].

For the detection of electromagnetic waves, interference phenomena have historically provided an effective route to improving sensitivity. In terahertz imaging, interferometric detection has been reported with pulsed [12] and continuous waves. Here we consider specifically CW imaging, which normally achieves a more controlled focus and higher resolution. Terahertz phase imaging [13] typically achieves spatial resolutions consistent with the diffraction limit, for example of 1 mm at 206 GHz by using optical elements working in the far-field [14]. Other interferometric configurations have been studied in order to reveal depth information of an object's interior. These studies, however, do not involve elements such as immersion lenses to

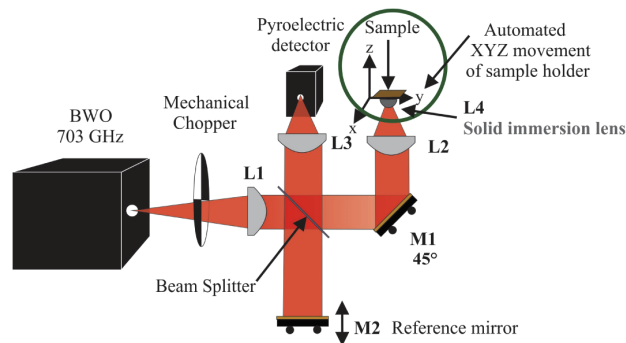
achieve sub-wavelength resolutions [15–17]. Although microscopy in the near field using the solid immersion lenses described above has been explored with high refractive index dielectric elements [18,19], interferometric detection has not yet, to our knowledge, been reported in this type of imaging.

In this paper we report a terahertz sub-wavelength imaging system applying a combination of the techniques cited above where a solid immersion lens improves the terahertz spatial resolution to achieve sub-wavelength capacity, while an interferometric detection scheme enhances the sensitivity [20] and improves the signal-to-noise ratio with an accessible pyroelectric detector. We experimentally demonstrate a resolution of  $0.25\lambda$  exemplified by images of two representative samples: a high contrast sample (gold on glass) and a soft matter sample (a freshly cut leaf).

## 2. Interferometric imaging design

We have developed a Twyman-Green interferometer and extend it to permit scanned imaging in a reflection geometry by using a solid immersion lens, a configuration widely used in optics and more recently studied in the terahertz regime.

In the terahertz imaging system scheme shown in Fig. 1, a Backward Wave Oscillator (BWO, from Microtech Instruments Inc.) generates continuous wave radiation at 703 GHz. A mechanical chopper modulates the output of the THz source at a frequency of 5 Hz which corresponds to the response time of the pyroelectric detector used in this experiment. The primary terahertz beam is collimated by a TPX aspherical lens ( $n_{asph} = 1.45$ ) with a focal length of 25 mm and directed to a semi-insulating silicon wafer ( $n_{bs} = 3.4$ ) which works as a beam splitter with an approximately 50-50 reflection-transmission ratio. The reflected terahertz wave front is used as a reference beam and is subsequently retro-reflected from a movable gold mirror M2 and returns to the beam splitter. The beam transmitted through the beam splitter is used as the test beam and is directed to a convex aspherical TPX lens with a 50 mm focal length (L2) that partially focuses the terahertz beam on a hemispherical silicon lens L4 that operates as a solid immersion lens ( $n_{SIL} = 3.4$ ).



**Fig. 1.** Schematic diagram of the terahertz imaging system: A Twyman-Green interferometer combined with a solid immersion microscope.

The sample under inspection is placed almost in contact with the flat surface of the silicon lens L4, with a separation of approximately  $10\ \mu\text{m}$  or less. This coincides with the calculated Gaussian focal point of the lens, within the Raleigh region. We thereby assume the sample is in the near field. The sample is then raster-scanned on an automated XYZ system and moves in the two directions perpendicular to the propagation direction of the terahertz wave. The image is then acquired pixel by pixel with an acquisition time of approximately one pixel per second.

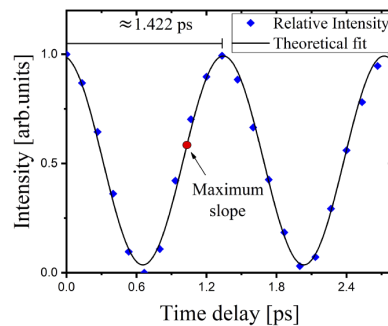
The reflected wave front resulting from the interaction between the terahertz wave and sample returns through the SIL and the aspherical lens L2 to the beam splitter. The reference and

test beams are focused onto the pyroelectric detector by using another TPX aspherical lens L3. This detector (Gentec-EO THZ-BL) provides an AC voltage proportional to the intensity of the interference beam, which is pre-amplified and measured with a lock-in amplifier.

### 3. Results and discussion

Before acquiring images, the interferometer was fully characterized. Figure 2 shows a typical interference pattern [16] measured by scanning the reference mirror M2 with steps of  $20\ \mu\text{m}$ , which in time corresponds to a propagation time of  $\approx 0.13\ \text{ps}$ , and with a uniform mirror in place of the sample. The contrast in this interference pattern is very high, which indicates a good quality beam. From this a period of  $\approx 1.422\ \text{ps}$  can be inferred which confirms that the BWO radiates at a frequency of 703 GHz.

The reference beam was then fixed so that the optical phase difference compared to the test beam was a multiple of  $\pi/2$ , providing a maximum slope in the interferogram, marked with a red dot in Fig. 2. This ensures a maximum detection sensitivity. With the sample distance (the test beam length) kept constant, the interferometer signal is proportional to changes in the intensity reflected from the sample when these intensity variations are small compared to the total interferogram intensity.

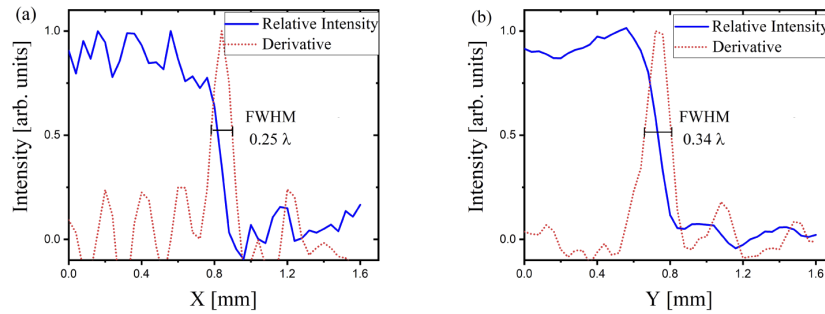


**Fig. 2.** Experimental interference pattern acquired by scanning the reference gold mirror M2 with steps in time of  $\approx 0.13\ \text{ps}$  ( $20\ \mu\text{m}$  in distance). The period of  $\approx 1.422$  corresponds to radiation frequency of 703 GHz.

In order to determine the terahertz spot size we used the Foucault knife-edge test [21], scanning the knife in the X-Y plane, perpendicular to the propagation direction of the terahertz wave front. We measured a spot size on the X- and Y- axes to be  $0.25\lambda$  and  $0.34\lambda$  respectively (Fig. 3). The spot is therefore not circular, which is likely an artefact of the non-ideal wave front from the terahertz BWO source. Although in principle this can readily be corrected using a spatial filter, it would imply a loss of power and was therefore not done.

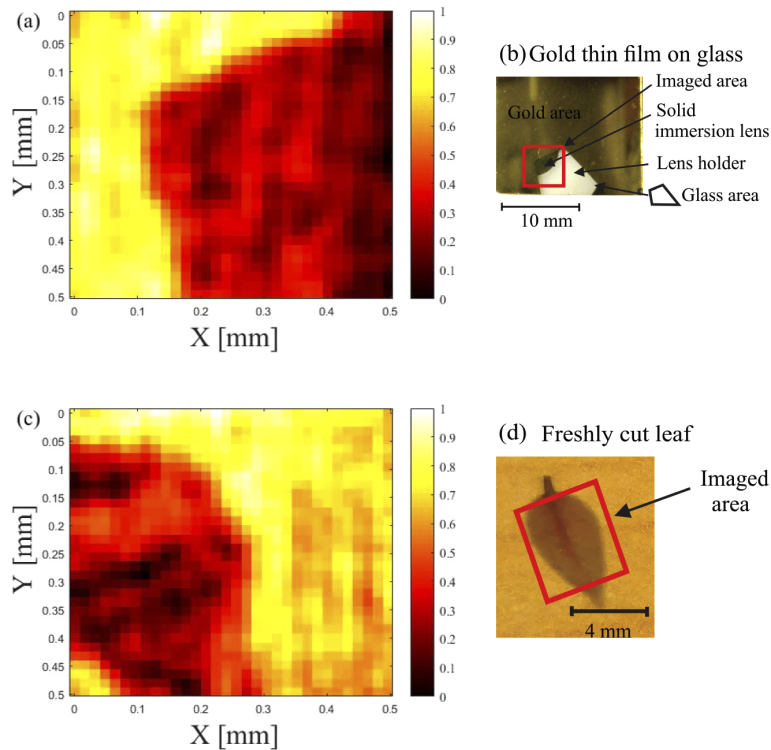
To produce an image, samples were attached to a flat glass slide, and the slide was scanned in the X-Y plane in close proximity to the silicon immersion lens in the test beam of the interferometer. The scanning system was adjusted so that changes in Z direction were negligible during the scanning process, which was verified by imaging a flat metallized glass slide.

Firstly, a glass slide partially coated with a 300 nm thick gold film was chosen as a high contrast sample. As is well-known, the reflectivity of a gold surface is near unity in the THz region [22], whereas glass reflects less than 4 percent of the radiation, taking into account extrinsic dielectric losses [22,23]. Figure 4(a) shows a terahertz image where an angled edge in the gold coating can be clearly seen. Here, the image covers an area of  $5.1 \times 5.1\ \text{mm}$  and the pixel size is  $160\ \mu\text{m}$ . The sharp edges can be seen to span just over one pixel, which is roughly what we would expect with the spot sizes of  $100\text{-}140\ \mu\text{m}$  determined in Fig. 3. Figure 4(b) shows an optical image of



**Fig. 3.** Knife-edge measurements of the terahertz spot size in the X- and Y- directions: Measured power (continuous blue line) and its derivative with respect to distance (dotted red line), working at 703 GHz; in (a) the X direction and (b) the Y direction. The spot size is estimated as the FWHM of the derivative.

the sample, where one can see the transparent glass, the angled edges of the gold film and the circular silicon immersion lens in the background.



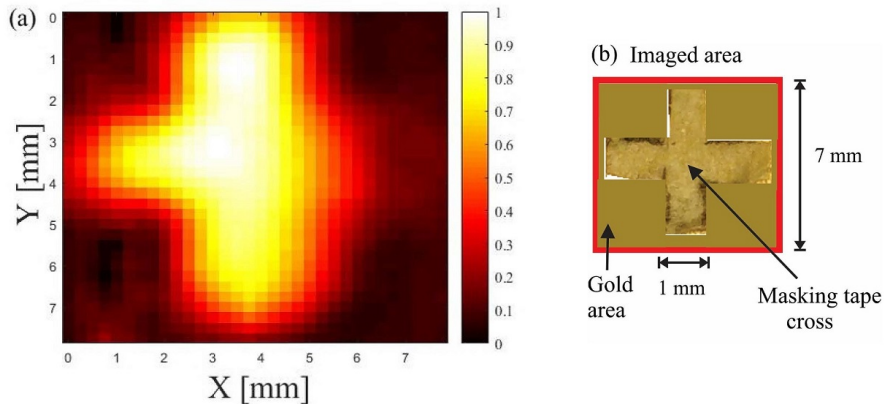
**Fig. 4.** Interferometric images acquired at 703 GHz with a solid immersion focusing lens. (a) A terahertz image of the edge of a gold film on a glass slide and (b) an optical image of the same sample. (c) A terahertz image of a freshly cut leaf on a flat gold film background and (d) an optical image of the same leaf sample.

A freshly cut leaf was chosen as the second sample. The leaf was attached to a gold coated glass slide, which served as a flat, reflective reference plane. The terahertz image obtained using exactly the same data acquisition parameters as with the previous sample is shown in Fig. 4(c). The edges of the leaf are clearly visible and span approximately one pixel, again what one would expect with a resolution of approximately 100-140 $\mu\text{m}$ .

It is important to note that contrast in the terahertz image of the gold-glass sample is very similar to the contrast in the terahertz image of the leaf sample, whereas the optical image of the leaf-gold sample (shown in Fig. 4(d)) shows a much lower contrast. This is of course not surprising: the high terahertz absorption of water inside the freshly cut leaf is responsible for the high contrast, which is not visible in the optical image. These two samples serve as a clear illustration of the contrast afforded by terahertz imaging.

The interferometric detection scheme allows us to reproduce the strong contrasts commonly seen in leaf samples using direct reflection imaging [23]. In this work, however, the interferometric imaging allows us to achieve this contrast using a low cost pyroelectric detector, two orders of magnitude less sensitive than the Golay cells used in other works.

It is worth comparing these images with an interferometric image obtained with the same imaging system, but without a solid immersion lens [13]. Instead, when the terahertz beam is focused using an aspheric TPX lens with a 50mm focal length, we observe the terahertz image shown in Fig. 5(a). The figure shows an image of a masking tape figure on a gold flat surface, and an optical image of the same sample in Fig. 5(b). In this case, the spot size at FWHM was measured to be 1.26 mm, and the edges of the sample are correspondingly smoother.



**Fig. 5.** A far field interferometric image acquired at 600 GHz where the terahertz beam is focused on a sample using an aspherical TPX lens. (a) A terahertz image of a sample made of masking tape of non-uniform thickness on a gold mirror and [13](b) an optical image of the sample.

#### 4. Conclusion

In conclusion, in this work we demonstrate a sub-wavelength THz imaging system based on two commonly used optical techniques: interferometric detection and solid immersion microscopy. The results show sub-wavelength spot sizes in the X-Y plane between  $0.25\lambda$  and  $0.34\lambda$  at 703 GHz ( $\approx 427\mu\text{m}$ ), which corresponds to 100-140 $\mu\text{m}$ . The use of interferometric detection affords a qualitative advantage in the design of near field microscopes, allowing for high image contrast using a much less sensitive type of detector compared to standard detection. This high contrast is

manifest in both a metal sample and a biological sample, which points to potential applications in both biology and in industrial inspection or quality control. Our basic interferometric scheme can potentially be extended to include other phase shifting interferometry (PSI) techniques [15–17].

**Funding.** Dirección General de Asuntos del Personal Académico, Universidad Nacional Autónoma de México (IG100521); Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (253754).

**Acknowledgments.** This work was supported by the following grants: from PAPIIT IG 100521 and CONACyT 253754. Yesenia A. García-Jomaso and Dahí L. Hernández Roa were supported by CONACyT PNPC.

**Disclosures.** The authors declare no conflicts of interest.

**Data availability.** Data presented here will be shared in digital form upon request.

## References

1. B. B. Hu and M. C. Nuss, "Imaging with terahertz waves," *Opt. Lett.* **20**(16), 1716–1718 (1995).
2. T. Kleine-Ostman, P. Knobloch, M. Koch, S. Hoffman, M. Breede, M. Hofmann, G. Hein, K. Pierz, M. Sperling, and K. Donhuijsen, "Continuous-wave THz imaging," *Electron. Lett.* **37**(24), 1461–1463 (2001).
3. P. Jepsen, D. G. Cooke, and M. Koch, "Terahertz spectroscopy and imaging—Modern techniques and applications," *Laser Photonics Rev.* **5**(1), 124–166 (2011).
4. W. Chan, J. Deibel, and D. Mittleman, "Imaging with terahertz radiation," *Rep. Prog. Phys.* **70**(8), 1325–1379 (2007).
5. N. V. Chernomyrdin, A. O. Shchaadko, S. P. Lebedev, I. E. Spektor, V. L. Tolstoguzov, A. S. Kucheryavenko, K. M. Malakhov, V. S. Gorelik, and K. I. Zaytsev, "Wide-Aperture Aspheric Optics for Formation of subwavelength Caustic of a Terahertz Electromagnetic-Radiation Beam," *Opt. Spectrosc.* **124**(3), 428–436 (2018).
6. A. N. Vamivakas, R. D. Younger, B. B. Goldberg, A. K. Swan, M. S. Ünlü, and E. R. Behringer, "A case of study for optics: The solid immersion microscope," *Am. J. Phys.* **76**(8), 758–768 (2008).
7. S. M. Mansfield and G. S. Kino, "Solid immersion microscope," *Appl. Phys. Lett.* **57**(24), 2615–2616 (1990).
8. B. Gompf, M. Gerull, T. Müller, and M. Dressel, "THz-micro-spectroscopy with backward-wave oscillators," *Infrared Phys. Technol.* **49**(1-2), 128–132 (2006).
9. N. V. Chernomyrdin, A. S. Kucheryavenko, G. S. Kolontaeva, G. M. Katyba, I. N. Dolganova, P. A. Karalkin, D. S. Ponomarev, V. N. Kurlov, I. V. Reshetov, M. Skorobogatiy, V. V. Tuchin, and K. I. Zaytsev, "Reflection-mode continuous-wave 0.15  $\lambda$ -resolution terahertz immersion microscopy of soft biological tissues," *Appl. Phys. Lett.* **113**(11), 111102 (2018).
10. K. Ikushima, H. Sakuma, and S. Komiya, "A highly sensitive scanning far-infrared microscope with quantum Hall detectors," *Rev. Sci. Instrum.* **74**(9), 4209–4211 (2003).
11. N. V. Chernomyrdin, A. O. Schadko, S. P. Levedev, V. L. Tolstoguzov, V. N. Kurlov, I. V. Reshetov, I. E. Spektor, M. Skorobogatiy, S. O. Yurchenko, and K. I. Zaytsev, "Solid immersion terahertz imaging with sub-wavelength resolution," *Appl. Phys. Lett.* **110**(22), 221109 (2017).
12. J. L. Johnson, T. D. Dorney, and D. M. Mittleman, "Enhanced depth resolution in terahertz imaging using phase-shift interferometry," *Appl. Phys. Lett.* **78**(6), 835–837 (2001).
13. A. Y. García-Jomaso, D. L. Hernández-Roa, A. L. Muñoz-Rosas, C. G. Teviño-Palacios, J. Garduño-Mejía, O. Kolokoltsev, and N. Qureshi, "Interferometric detection for terahertz microscopy," *Proc. of SPIE* **10917**, 1091715 (2019).
14. T. L. Lu, H. Yuan, L. Q. Kong, Y. J. Zhao, L. L. Zhang, and C. L. Zhang, "Experimental research on spectrum and imaging of continuous-wave terahertz radiation based on interferometry," *Chin. Phys. B* **25**(8), 080702 (2016).
15. X. Wang, L. Hou, and Y. Zhang, "Continuous-wave terahertz interferometry with multiwavelength phase unwrapping," *Appl. Opt.* **49**(27), 5095–5102 (2010).
16. Y. Wang, Z. Zhao, Z. Chen, L. Zhang, K. Kang, and J. Deng, "Continuous-wave terahertz phase imaging using a far-infrared laser interferometer," *Appl. Opt.* **50**(35), 6452–6460 (2011).
17. W. Sun, X. Wang, and Y. Zhang, "Continuous wave terahertz phase imaging with three-step phase-shifting," *Optik* **124**(22), 5533–5536 (2013).
18. H. Nguyen Pham, S. Hisatake, O. Minin, T. Nagatsuma, and I. Minin, "Enhancement of spatial resolution of terahertz imaging systems based on target generation by dielectric cube," *APL Photonics* **2**(5), 056106 (2017).
19. L. Yue, B. Yan, J. Monks, R. Dhama, Z. Wang, O. Minin, and I. Minin, "A millimeter-Wave Cuboid Solid Immersion Lens with Intensity-Enhanced Amplitude Mask Apodization," *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves* **39**(6), 546–552 (2018).
20. D. M. Mittleman and J. L. Johnson, "Interferometric imaging system and method," U.S. Patent, US6665075 B2 (2003).
21. D. Malacara, *Optical Shop Testing*, Third Edition, (John Wiley, 2009).
22. Y. Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*, (Springer, 2009).
23. R. Miles, X. Zhang, H. Eisele, and A. Krotkus, *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*, (Springer, 2007).



# PROCEEDINGS OF SPIE

[SPIDigitalLibrary.org/conference-proceedings-of-spie](https://SPIDigitalLibrary.org/conference-proceedings-of-spie)

## Interferometric detection for terahertz microscopy

Angelica Y. García-Jomaso, Dahi Ludim Hernandez-Roa, Ana Luz Muñoz-Rosas, Carlos G. Treviño-Palacios, Jesus Garduño-Mejía, et al.

Angelica Y. García-Jomaso, Dahi Ludim Hernandez-Roa, Ana Luz Muñoz-Rosas, Carlos G. Treviño-Palacios, Jesus Garduño-Mejía, Oleg Kolokoltsev, Naser Qureshi, "Interferometric detection for terahertz microscopy," Proc. SPIE 10917, Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications XII, 1091715 (1 March 2019); doi: 10.1117/12.2510560

**SPIE.**

Event: SPIE OPTO, 2019, San Francisco, California, United States

## Interferometric detection for terahertz microscopy

Angelica Y. García-Jomaso<sup>a</sup>, Dahi Ludim Hernandez-Roa<sup>a</sup>, Ana Luz Muñoz-Rosas<sup>a</sup>, Carlos G. Treviño-Palacios<sup>b</sup>, Jesus Garduño-Mejía<sup>a</sup>, Oleg Kolokoltsev<sup>a</sup> and Naser Qureshi<sup>\*a</sup>.

<sup>a</sup> Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología, Universidad Nacional Autónoma de México, Circuito Exterior S/N, Ciudad Universitaria, 04510, Mexico City;

<sup>b</sup> Instituto Nacional de Astronomía, Óptica y Electrónica, Sta María Tonanzintla, 72840 Puebla, Pue., Mexico.

### ABSTRACT

We describe an implementation of continuous wave microscopy in the millimeter - terahertz wave region in which phase imaging is realized using a simple low cost detection scheme. Samples are illuminated using a Backward Wave Oscillator system and a detection scheme is presented in which soft or semitransparent samples are imaged in reflection or transmission using an interferometer. The main advantage of this approach is that simple pyroelectric detectors can be used and can in principle be extended to use in near field measurements.

**Keywords:** terahertz, microscopy, interferometry, phase imaging.

### 1. INTRODUCTION

Continuous wave scanning microscopy in the millimeter and terahertz wave regions has not yet seen widespread application even though there have been numerous successful demonstrations in recent years and research in the field is active [1]. This can be attributed in part to the high cost of fast detectors and detector arrays in the frequency region, which means that most examples in the literature are slow and impractical for field applications. In contrast, pulsed imaging systems based on terahertz time domain spectroscopy (TDS) take advantage of synchronous detection, can achieve very high signal to noise ratios and high speeds, and are widely used in portable and field imaging applications [2][3].

There are inherent advantages to continuous wave imaging, especially in allowing for single frequency measurements in samples where images within a particular absorption window are of interest. It is therefore of interest to develop sensitive, economical and portable detection schemes for continuous wave terahertz microscopy that can work in conjunction with emerging portable terahertz sources such as Gunn oscillators and quantum cascade lasers. There has been a number of very recent reports on continuous wave microscopes that achieve near diffraction limited imaging in the 100GHz-1THz range in a reflection mode configuration [1][4][5] and in a reflection mode combined with interferometric detection, also commonly referred to as phase imaging [6][7]. Most of these implementations rely on thermal detectors, particularly on Golay cells which tend to be delicate, expensive and not appropriate for field applications.

In this work, we describe the implementation of a simple interferometric scheme for imaging at 600GHz. We use low cost pyroelectric detectors as opposed to Golay cells or bolometers, and the relatively low sensitivity of our detectors is successfully offset by the gains in contrast afforded by a phase imaging scheme.

\*naser.qureshi@icat.unam.mx

Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications XII,  
edited by Laurence P. Sadwick, Tianxin Yang, Proc. of SPIE Vol. 10917, 1091715  
© 2019 SPIE · CCC code: 0277-786X/19/\$18 · doi: 10.1117/12.2510560

Proc. of SPIE Vol. 10917 1091715-1

## 2. EXPERIMENTAL SETUP

The measurement scheme can be described as a variation of a Twyman-Green interferometer, where coherent, continuous wave radiation at 600GHz is provided by a Backward Wave Oscillator (BWO) emitting approximately 1mW of power, as shown in Figure 1. The beam is collimated using a TPX lens and then conditioned using a spatial filter to produce a beam about 1cm in diameter. The beam is split into two arms using an undoped silicon beam splitter. One arm, the reference, consists of a simple gold plated mirror. In the second arm, a 50mm focal length aspheric lens is used to focus the beam onto an optically flat gold mirror. Radiation reflected from this mirror is re-collimated by the same lens and sent to the beams splitter, after which it recombines with the reference beam. This is then focused onto a pyroelectric detector.

A low power piezoelectric detector, sensitive at the microwatt level, is used. The beam from the BWO is chopped at about 10Hz, in accordance with the response time of the detector.

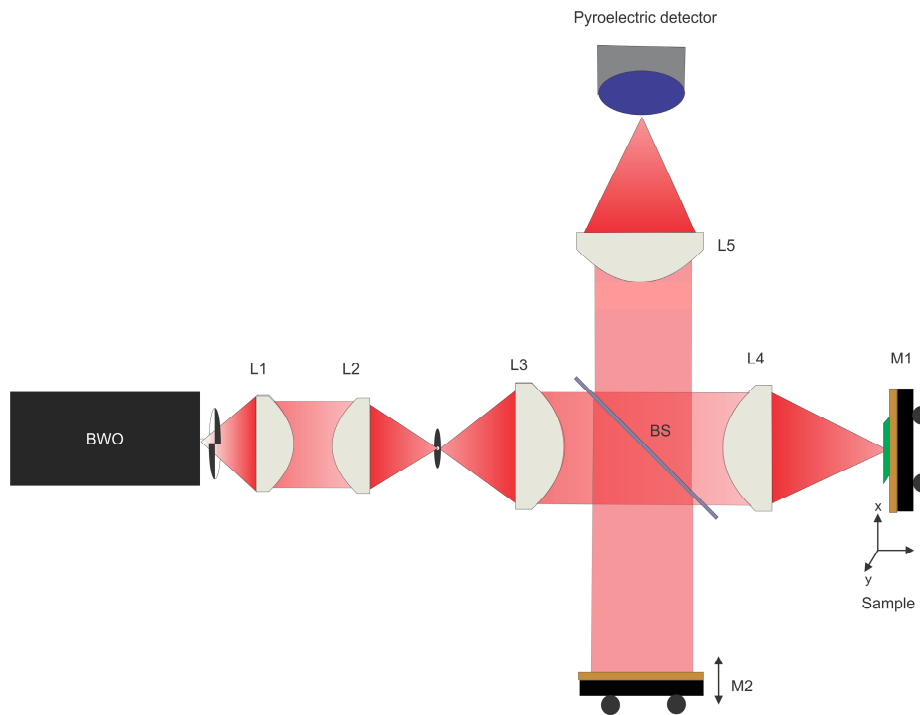


Figure 1. Experimental setup: a Twyman-Green interferometer at 600GHz is used to detect the reflection from a sample placed on the surface of a flat gold mirror M1.

Interference fringes are observed by moving the reference mirror M2, and recording the consequent changes in intensity detected by the pyroelectric detector.

The imaging procedure is as follows: using a clean mirror at M1, the reference mirror M2 is moved to identify the fringe maxima and minima, after which the position of M2 is fixed at the halfway point between a maximum and a minimum in

the interference pattern. This ensures maximum sensitivity to changes in the optical path in the measurement arm of the interferometer. M1 is then scanned in the x-y plane over a range of a few square millimeters while keeping the value of z, the length of the measurement arm of the interferometer, constant. This produces a reference image of the flat mirror M1, and contains information about any lack of perpendicularity that might exist between the reference arm and the scanning plane. A sample is then placed flat on top of M1. In this way, radiation reflected from the sample as well as transmitted through it is collected through lens L4 and recombines with the reference beam at the detector. M1 is again scanned in the x-y plane, over the same range as the reference image. This image is subtracted from the reference image in order to produce an image of the sample.

Note that this scheme does not produce a simple reflection or absorption image. Since both the radiation reflected from the sample and the radiation transmitted through it contribute to the image, this scheme lends itself to imaging samples that partially absorb the radiation.

### 3. RESULTS AND DISCUSSION

Two different representative samples were imaged in order to test this measurement scheme. Firstly, a simple figure cut from masking tape was attached to the mirror M1. A simple reflection image was first produced by scanning the sample in the x-y direction *with the reference arm blocked*. This was therefore a non-interferometric measurement of the sample. Figure 2 shows the result. Here, the image has a resolution of approximately 1mm, as we would expect from the focused beam of low numerical aperture. It is striking, however, that the image is not uniform and appears to show variations in thickness of the sample.

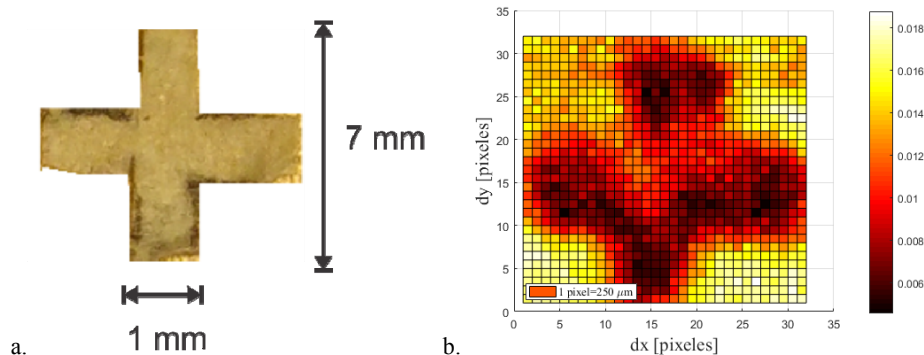


Figure 2. A sample made of masking tape of non-uniform thickness on a gold mirror, and a reflection image at 600GHz. The image size is 7.5x7.5mm.

Subsequently, the procedure described in the previous section was carried out to produce an interferometric image of the same sample. Figure 3 illustrates the procedure: a preliminary reference image (Fig. 3a) shows an interference fringe formed by movements in the z direction during the x-y scan of mirror M1 in the absence of a sample. This shows that the sample stage is not perfectly flat in reference to the illumination. Rather than attempt to perfectly align the sample stage

perpendicular to the  $z$  direction, we proceeded to image the masking tape sample (Fig. 2a). The result is the distorted image shown in Fig. 3b. The difference between these two images, Fig. 3c, shows the sample shape with greater fidelity.

Here, we observe that part of the figure of the cross has been lost in the final interferometric image. This can be understood from the fact that parts of the sample image were taken at points where the reference image showed an interference pattern with a minimum gradient in intensity. This corresponds to a minimum in contrast and a consequent insensitivity to changes in the optical path or absorption caused by the sample. In areas where the reference image was at a maximum gradient, we see strong contrast. This indicates that the  $x$ - $y$  scan needs to be as flat as possible in order to maintain high contrast.

We also observe that the interferometric image has much better contrast than the simple reflection image in Fig. 2b. This indicates a distinct advantage in the use of this detection technique. Here we observe a signal to noise ratio of approximately 20 using a scan rate of about 1 pixel per second.

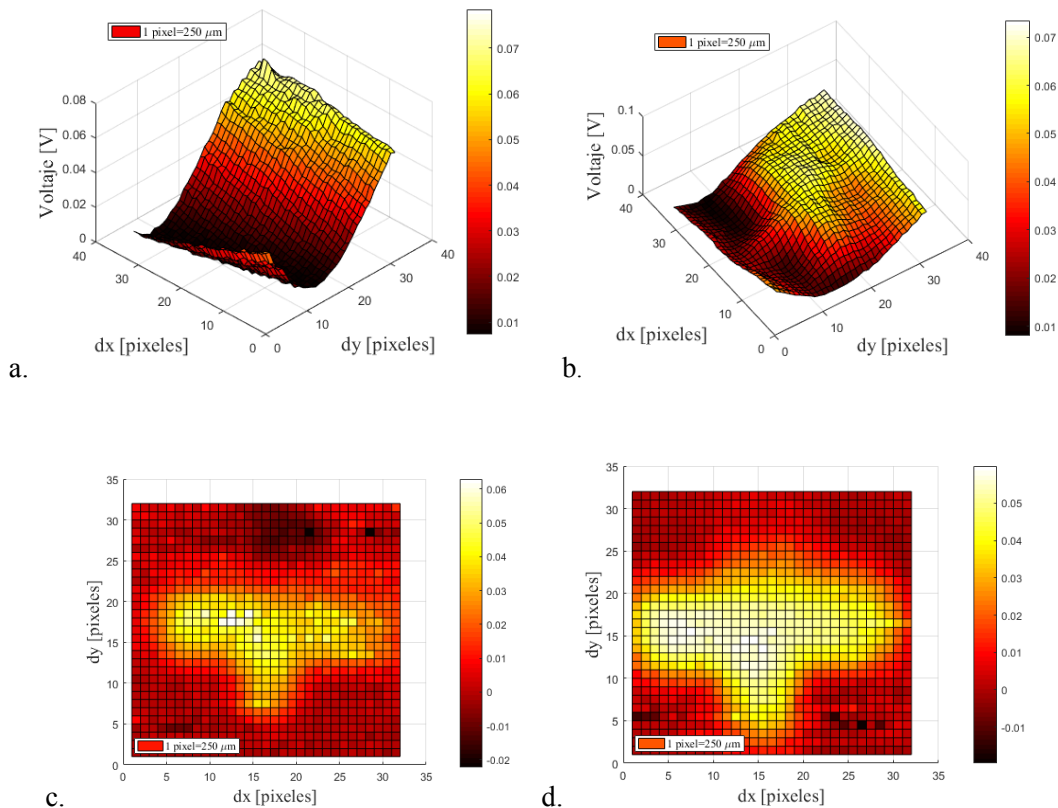


Figure 3. Step by step construction of an interferometric image. (a) An image of flat mirror shows interference fringes. (b) An image of a masking tape figure attached to the mirror shows the structure combined with interference fringes. (c) The difference between images (a) and (b) shows the shape of the sample. The same procedure repeated at a different distance from the focusing lens shows a better focused image.

Additionally, we observe that the interferometric image (Fig. 3c) does not manifest the apparent variations in absorption or thickness that the direct reflection image (Fig. 2b) shows. Although a precise interpretation requires additional modeling, we can see that interferometric detection cannot be seen as a direct absorption measurement. An additional image taken at a slightly different distance from the focusing lens shows that optimizing the focus of the lens leads to an improved contrast (Fig. 3d), as expected.

Finally, an interferometric image of a flat piece of gallium arsenide was taken using the same procedure, as shown in Figure 4. We observe that a simple reflection image shows a complex pattern (Fig. 4b) due to the dielectric contrast, but does not provide a clear picture of the sample. When the same sample is imaged using the interferometric technique, we observe clearer picture of the sample, consistent with a resolution on the order of a millimeter. As with the previous sample, the interferometric detection provides greater contrast. More detailed modeling is clearly needed to understand the difference, the subject of a future work.

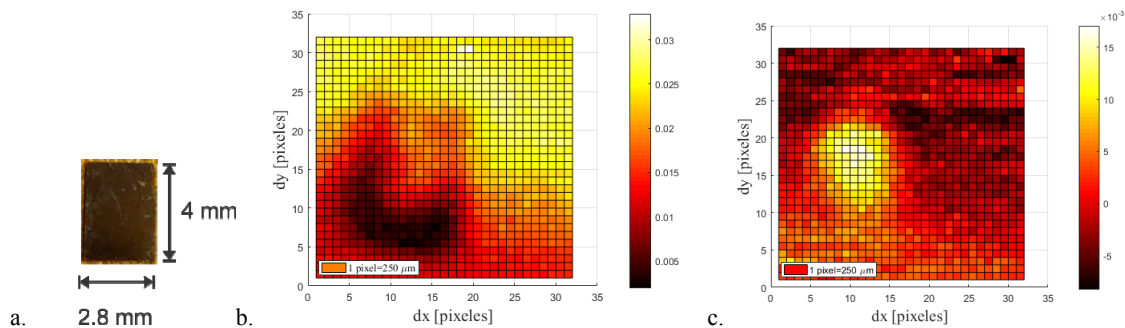


Figure 3. A small piece of gallium arsenide (a) was attached to mirror M1 and imaged. (b) A direct reflection image at 600GHz and (c) an interferometric image. The image size is 7.5x7.5mm.

#### 4. CONCLUSION

We have shown that an implementation of phase imaging using a continuous wave terahertz source at 0.6THz, combined with a low cost pyroelectric detector, provides sufficient contrast to produce images of a soft material or a dielectric material. The detection scheme provides better contrast than direct reflection images. This scheme lends itself to be extended to near field imaging by replacing the sample mirror M1 with a near field probe, the focus of current work.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by grants from PAPIIT-UNAM 106316, CONACyT Fronteras 344 and CONACYT Ciencias Basicas 253754.

## REFERENCES

- [1] N. V. Chernomyrdin et al., “Reflection-mode continuous-wave 0.15k-resolution terahertz solid immersion microscopy of soft biological tissues”, *Appl. Phys. Lett.*, 113, 111102 (2018).
- [2] Gomez-Sepulveda, A.M., Hernandez-Serrano, A.I., Radpour, R. et al. *J Infrared Milli Terahz Waves* 38: 403 (2017).
- [3] N. Qureshi et al., “Terahertz and Millimeter Wave Imaging: A Portable Tool for Characterization”, *IEEE Photonics Society News*, 32, p. 4 (2018).
- [4] Nikita V. Chernomyrdin et al., “Solid immersion terahertz imaging with sub-wavelength resolution”, *Appl. Phys. Lett.*, 110, 221109 (2017).
- [5] N. V. Chernomyrdin et al., “Wide-Aperture Aspheric Optics for Formation of Subwavelength Caustics of a Terahertz Electromagnetic-Radiation Beam”, *Optics and Spectroscopy*, Vol. 124, No. 3, pp. 428–436 (2018).
- [6] Wenfeng Sun, Xinke Wang, Yan Zhang, “Continuous wave terahertz phase imaging with three-step phase-shifting”, *Optik* 124, 5533–5536 (2013).
- [7] Yingxin Wang et al., “Continuous-wave terahertz phase imaging using a far-infrared laser interferometer”, *Appl. Opt.*, 50, 6452 (2011).

## Apéndice C

# Congresos y presentaciones del trabajo

Angélica García Jomaso, Carlos Treviño Palacios, Jesús Garduño Mejía, Dahí Hernández Rosa, Ana Muñoz Rosas, and Naser Qureshi, *Microscopía interferométrica terahertz de campo cercano*, LXI Congreso Nacional de Física, Puebla, México, 7-12 Octubre 2018.

Angelica Y. García-Jomaso, Dahi Ludim Hernandez-Roa, Ana Luz Muñoz-Rosas, Carlos G. Treviño-Palacios, Jesus Garduño-Mejia, Oleg Kolokotsev, y Naser Qureshi, *Interferometric detection for terahertz microscopy*, Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications XII, San Francisco California, Estados Unidos 4-7 Febrero 2019.

R. Izazaga, V. Lopez-Cortez, J. Arriaga-Petrona, Y. A. Garcia-Jomaso, J. M. Arroyo-Hernandez, J. A. De la Luz-Portilla y M. Hernandez-Rios, *Polymer polishing, Polypropylene and Polytetrafluorethylene lenses for a Terahertz application*, Design and Fabrication Congress 2019, Washington DC, Estados Unidos, 10-12 Junio 2019.

Angélica García Jomaso, Carlos Treviño Palacios, Jesús Garduño Mejía, Rafael Izazaga Pérez y Naser Qureshi, *Continuous wave microscopy based on solid immersion lens*, 44rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Paris, Francia, 1-6 Septiembre 2019.



# Bibliografía

- [1] Hichem Guerboukha, Kathirvel Nallappan, and Maksim Skorobogatiy, “Toward real-time terahertz imaging,” *Advances in Optics and Photonics*, 10(4), 843-938(2018).
- [2] Adrian Dobroiu, Chiko Otani, and Kodo Kawase, “Terahertz-wave sources and imaging applications,” *Meas. Sci. Technol.*, 17, R161-R174(2006).
- [3] Wai Lam Chan, Jason Deibel and Daniel Mittleman, “Imaging with terahertz radiation,” *Rep. Prog. Phys.*, 70, 1325-1379(2007).
- [4] Yun-Shik Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*, Springer Science+Business Media, 2009.
- [5] H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, and F. D. Findlay, “A Stimulated Emission source at 0.34 Millimetre Wave-length,” *Nature*, 4933,685(1964).
- [6] D. H. Auston, A. M. Glass, and P. Le fur, “Tunable far-infrared generation by difference frequency mixing of dye lasers in reduced (black) lithium niobate,” *Appl. Phys. Lett.*, 23(1), 47-48(1973).
- [7] K. H. Yang, J. R. Morris, P. L. Richards, and Y. R. Shen, “Phase-matched far-infrared generation by optical mixing of dye laser beams,” *Appl. Phys. Lett.*, 23(12) 4933,669-671(1973).
- [8] D. H. Auston, “Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon,” *Applied Physics Letters*, 26(3) 4933, 101-103(1975).
- [9] Chi H. Lee, “Picosecond optoelectronic switching in GaAs,” *Applied Physics Letters*, 30(2) 4933, 84-86(1977).
- [10] Peter R. Smith, David H. Auston, and Martin C. Nuss, “Subpicosecond Photoconducting Dipole Antennas,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2), 255-260(1983).
- [11] D. H. Auston and K. P. Cheung, “Coherent time-domain far-infrared spectroscopy,” *J. Opt. Soc. Am.*, 2(4) 4933, 606-612(1985).
- [12] Paul Douglas, “The progress towards terahertz quantum cascade lasers on silicon substrates,” *Laser Photonics Rev.*, 5, 610-632(2010).
- [13] Lawrence Ives, Carol Kory, Michael Read, Jeff Neilson, Malcom Caplan, Nikolai Chubun, Steve Schwartzkopf, Ron Witherspoon , “Development of Backward

- Wave Oscillators for Terahertz Applications,” *Proceedings of SPIE*, 5070, 71-82(2003).
- [14] Gennady A. Komandin, Sergey V. Chuchupal, Sergey P. Lebedev, Yury G. Goncharov, Anatoly F. Korolev, Oleg E. Porodinkov, Igor E. Spektor, and Alexander A. Volkov, “BWO Generators for Terahertz Dielectric Measurements,” *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 3(4), 440-444(2013).
- [15] M. A. Piestrup, R. N. Fleming, and R. H. Pantell, “Continuously tunable sub-millimeter wave source,” *Applied Physics Letters*, 26(8), 418-421(1975).
- [16] N. G. Gavrilov, B. A. Knyazev, E. I. Kolobanov, V. V. Kotenkov, V. V. Kubarev, G. N. Kulipanov, A. N. Matveenkov, L. E. Medvedev, S. V. Miginsky, L. A. Mironenko, D. Oreshkov, V. K. Ovchar, V. M. Popik, T. V. Salikova, M. A. Scheglov, S. S. Serebnyakov, O. A. Shevchenko, A. N. Skrinsky, V. G. Tcheskidov, and N. A. Vinokurov, “Status of the Novosibirsk high-power terahertz FEL,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, 575(8), 54-57(2007).
- [17] S. S. Dhillon, M. S. Vitiello, E. H. Linfield, A. G. Davies, Matthias C. Hoffmann, John Booske, Claudio Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, G. P. Williams, E. Castro-Camus, D. R. S. Cumming, F. Simoens, I. Escorcía-Carranza, J. Grant, Stepan Lucyszyn, Makoto Kuwata-Gonokami, Kuniaki Konishi, Martin Koch, Charles A. Schmuttenmaer, Tyler L. Cocker, Rupert Huber, A. G. Markelz, Z. D. Taylor, Vincent P. Wallace, J. Axel Zeitler, Juraj Sibik, Timothy M. Korter, B. Ellison, S. Rea, P. Goldsmith, Ken B. Cooper, Roger Appleby, D. Pardo, P. G. Huggard, V. Krozer, Haymen Shams, Martyn Fice, Cyril Renaud, Alwyn seeds, Andreas Stöhr, Mira Naftaly, Nick Ridler, Roland Clarke, John E. Cunningham, and Michael B. Johnston, “The 2017 terahertz science and technology roadmap,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 50, 043001(2017).
- [18] Henry P. Beerman, “The Pyroelectric Detector of Infrared Radiation,” *IEEE Transactions on Electro Devices*, 16(6), 554-557(1969).
- [19] Nicholas Karpowicz, Hua Zhong, Cunlin Zhang, Kuang-I Lin, Jenn-Shyong Hwang, Jingzhou Xu, and X.-C. Zhang, “Compact continuous-wave sub-terahertz system for inspection applications,” *Applied Physics Letters*, 86, 054105(2005).
- [20] D. Zimdars, J. S. White, G. Stuck, A. Chernovsky, G. Fichter, and S. Williamson, “Large area terahertz imaging and non-destructive evaluations applications,” *Insight*, 48(9), 537-539(2006).
- [21] Sherif Sayed Ahmed, Andreas Schiessl, Frank Gumbmann, Marc Tiebout, Sebastian Methfessel and Lorenz-Peter Schmidt, “Advanced Microwave Imaging,” *IEEE microwave magazine*, 10, 26-43(2012).
- [22] Ken B. Cooper and Goutam Chattopadhyay, “Submillimeter-Wave Radar,” *IEEE microwave magazine*, 15, 51-67(2014).
- [23] John Federici and Lothar Moeller, “Review of terahertz and subterahertz wireless communications,” *Journal of Applied Physics*, 107, 111101(2010).

- [24] Alwin J. Seeds, Haymen Shams, Martyn J. Fice, and Cyril C. Renaud, "Terahertz Photonics for Wireless Communications," *Journal of Lightwave Technology*, 33(3), 579-587(2015).
- [25] Xiang Yang, Xiang Zhao, Ke Yang, Yueping Liu, Yu Liu, Weiling Fu, and Yang Luo, "Biomedical Applications of Terahertz Spectroscopy and imaging," *Trends in Biotechnology*, 34(10), 810-824(2016).
- [26] B. M. Fischer, M. Walther and P. Uhd Jepsen, "Far-infrared vibrational modes of DNA components studies by terahertz time-domain spectroscopy," *Phys. Med. Biol.*, 47, 3807-3814(2002).
- [27] Norie Kikuchi, Takenori Tanno, Minro Watanabe, and Toru Kurabayashi, "A Membrane for Terahertz Spectroscopy of Amino Acids," *Analytical Sciences*, 25, 457-459(2009).
- [28] Tao Ding, Ruoyu Li, J. Axel Zeitler, Thomas Huber, Lynn F. Gladden, Anton P. J. Middelberg, and Robert J. Falconer, "Terahertz and far infrared Spectroscopy of alanine-rich peptides having variable ellipticity," *Optics Express*, 18(26), 27431-27444(2010).
- [29] Rui Zhang, Tong Wu, Yuejin Zhao, "Terahertz signal analysis for biological tissues based on empirical mode decomposition," *Optik*, 183, 906-911(2019).
- [30] Mihai Danciu, Teodora Alexa-Stratulat, Cipriana Stefanescu, Gianina Doti, Bogdan Ionel Tamba, Cosmin Teodor Mihai, Gabriela Dumitrita Stanciu, Andrei Luca, Irene Alexandra Spiridion, Loredana Beatrice Ungureanu, Victor Ianole, Irina Ciortescu, Catalina Mihai, Gabriela Stefanescu, Ioan Chirila, Romeo Ciobanu, and Vasile Liviu Drug, "Terahertz Spectroscopy and Imaging: Cutting-Edge Method for Diagnosing Digestive Cancers," *Materials*, 12, 1519(2019).
- [31] J. Bianca Jackson, John Bowen, Gillian Walker, Julien Labaune, Gerard Mourou, Michel Menu, and Kaori Fukunaga, "A Survey of Terahertz Applications in cultural Heritage Conservation," *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 1(1), 220-231(2011).
- [32] J. B. Jackson, M. Mourou, J. F. Whitaker, I. N. Duling, S. L. Williamson, M. Menu, G. A. Mourou, "Terahertz imaging for non-destructive evaluation of mural paintings," *Optics Communications*, 281, 527-532(2008).
- [33] M. Koch, S. Hunsche, P. Schuacher, M. C. Nuss, J. Feldmann, J. Fromm, "THz-imaging: a new method for density mapping of wood," *Wood Science and Technology*, 32, 421-427(1998).
- [34] Max Born, Emil wolf, *Principles of optics*, Ed. Pergamon Press, 1970.
- [35] T. S. Hartwick, D. T. Hodges, D. H. Barker, and F. B. Foote, "Far infrared imagery," *Applied Optics*, 15(8), 1919-1922(1976).
- [36] B. B. Hu and M. C. Nuss, "Imaging with terahertz waves," *optics Letters*, 20(16), 1716-1718(1995).

- [37] Daniel M. Mittleman, Rune H. Jacobsen, and Martin C. Nuss, “T-Ray Imaging,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2(3), 679-691(1996).
- [38] T. Kleine-Ostmann, P. Knobloch, M. Koch, S. Hoffmann, M. Breede, M. Hofmann, G. Hein, K. Pierz, M. Sperling and K. Donhuijsen, “Continuous-wave THz imaging,” *Electronics Letters*, 37(24), 1461-1463(2001).
- [39] Peter Uhd Jepsen, David G. Cooke, and Martin Koch, “Terahertz spectroscopy and imaging—Modern techniques and applications,” *Laser Photonics Rev.*, 1, 124-166(2011).
- [40] Daniel M. Mittleman, “Twenty years of terahertz imaging,” *Optics Express*, 26(8), 9417-9431(2018).
- [41] Joseph W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill, 1996.
- [42] Kai-Erik Peiponen, J. Axel Zeithner, Makoto Kuwata-Gonokami, *Terahertz Spectroscopy and Imaging*, Springer, 2013.
- [43] G. G. Hernandez-Cardoso, S. C. Rojas-Landeros, M. Alfaro-Gomez, A. I. Hernandez-Serrano, I. Salas-Gutierrez, E. Lemus-Bedolla, A. R. Castillo-Guzman, H. L. Lopez-Lemus, and E. Castro-Camus, “Terahertz imaging for early screening of diabetic foot syndrome: A proof of concept,” *Scientific Reports*, 7, 42124(2017).
- [44] E. H. Synge, “XXXVIII. A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region,” *Philos Mag.*, 6, 356-362(1928).
- [45] E. A. Ash and G. Nicholls, “Super-resolution Aperture Scanning Microscope,” *Nature Publishing.*, 237, 510-512(1972).
- [46] U. Dürig, D. W. Pohl, and F. Rohner, “Super-resolution Aperture Scanning Microscope Near-field optical-scanning microscopy,” *J. Appl. Phys*, 59(10), 3318-3327(1986).
- [47] H. A. Bethe, “Theory of Diffraction by Small Holes,” *The physical Review*, 66(7), 163-182(1944).
- [48] Oleg Mitrofanov, Mark Lee, W. P. Hsu, Igal Brener, Roey Harel, John F. Federici, James D. Wynn, Loren N. Pfeiffer, and Ken W. West, “Collection-Mode Near-Field Imaging With 0.5-THz Pulses,” *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum electronics*, 7(4), 600-607(2001).
- [49] Alexander J. Macfaden, John L. Reno, Igal Brener, and Oleg Mitrofanov, “3  $\mu\text{m}$  aperture probes for near-field terahertz transmission microscopy,” *Applied Physics Letters*, 104, 011110(2014).
- [50] Kunihiko Ishihara, Tomofumi Ikari, Hiroaki Minamide, Jun-ichi Shikata, Keishi Ohashi, Hiroyuki Yokoyama, and Hiromasa Ito, “Terahertz Near-Field Imaging Using Enhanced Transmission through a Single Subwavelength Aperture,” *Japanese Journal of Applied Physics*, 44(29), L929-L931(2005).

- [51] Kunihiro Ishihara, Keishi Ohashi, Tomofumi Ikari, Hiroaki Minamide, Hiroyuki Yokoyama, Jun-ichi Shikata, and Hiromasa Ito, "Terahertz-wave near-field imaging with subwavelength resolution using surface-wave-assisted bow-tie aperture," *Applied Physics Letters*, 89, 201120(2006).
- [52] Joel Pérez Urquizo, *Microscopía THz de campo cercano con sondas tipo Bow-Tie*, Tesis de maestría, CCADET-UNAM, 2015.
- [53] Gaudencio Paz Martínez, *Instrumentación de una fuente de radiación THz con espectro controlado*, Tesis de doctorado, CCADET-UNAM, 2015.
- [54] Fritz Keilmann, "FIR Microscopy," *Infrared Phys. Technol.*, 36(1), 217-224(1995).
- [55] S. Hunsche, M. Koch, I. Brener, and M. C. Nuss, "THz near-field imaging," *Optics Communications*, 150, 22-26(1998).
- [56] Shuchang Liu, oleg Mitrofanov, and Ajay Nahata, "Near-field terahertz imaging using sub-wavelength apertures without cutoff," *Optics Express*, 24(3), 2728-2736(2016).
- [57] T. Yuan, J. Z. Xu, X. -C. Zhang, "Development of terahertz wave microscopes," *Infrared Physics & Technology*, 45, 417-425(2004).
- [58] Q. Chen and Zhiping Jiang, "Near-fiel terahertz imaging with dynamic aperture," *Infrared Physics*, 25(15),1122-1124(2000).
- [59] Hou-Tong Chen and Ronald Kersting, "Terahertz imaging with nanometer resolution," *Applied Physics Letters*, 83(15), 3009-3011(2003).
- [60] A. J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, J. Aizpurua, and R. Hillenbrand, "Terahertz Near-Field Nanoscopy of Mobile Carriers in Single Semiconductor," *Nano Letters*, 8(11), 37766-37770(2008).
- [61] Masatsugu Yamashita, Kodo Kawase and Chiko Otani, "Imaging of large-scale integrated circuits using laser terahertz emission microscopy," *Optics Express*,13(1), 115-120(2005).
- [62] P. Klarskov, H. Kim, V. L. Colvin, and D. M. Mittleman, "Nanoscale laser terahertz emission microscopy," *ACS Photon.*, 4, 2676-2680(2017).
- [63] Tyler L. Cocker, Vedran Jelic, Manisha Gupta, Sean J. Molesky, Jacob A. J. Burgess, Glenda De Los Reyes, Lyubov V. Titova, Ying Y. Tsui, Mark R. Freeman, and Frank A. Hegmann, "An ultrafast terahertz scanning tunnelling microscope," *Nature Photonics*, 7, 620-625(2013).
- [64] S. M. Mansfield and G. S. Kino, "Solid immersion microscope," *Applied Physics Letters*, 57, 2615-2616 (1990).
- [65] B. D. Terris, H. J. Mamin, and D. Rugar, "Near-field optical data storage," *Applied Physics Letters*, 68(2), 141-143(1996).
- [66] Isao Ichimura, Shinichi -hayashi, and G. S. Kino, "High-density optical recording using a solid immersion lens," *Applied Optics*, 36(19), 4339-4348(1997).

- [67] Zhiheng Liu and Bennett B. Goldberg, “High resolution, high collection efficiency in numerical aperture increasing lens microscopy of individual quantum dots,” *Applied Physics Letters*, 87, 071905(2005).
- [68] A. Nickolas Vamivakas, Richard D. Younger, Bennett B. Goldberg, Anna K. Swan, M. Selim Ünlü, and Ernest R. Behringer, “A case study for optics: The solid immersion microscope,” *Am. J. Phys.*, 76 (8), 758-768(2008).
- [69] Khaled Karrai, Xaver Lorenz, and Lukas Novotny, “Enhanced reflectivity contrast in confocal solid immersion lens microscopy,” *Applied Physics Letters*, 77 (21), 3459-3461(2000).
- [70] Lukas Novotny and Bert Hecht, *Principles of nano-optics*, Cambridge, 2006.
- [71] Tom D. Milster, Joshua S. Jo, and Kusato Hirota, “Roles of propagating and evanescent waves in solid immersion lens systems,” *Applied Optics*, 38 (23), 5046-5057(1999).
- [72] Kenji Ikushima, Hisato Sakuma, and Susumu Komiyama, “A highly sensitive scanning far-infrared microscope with quantum hall detectors,” *Review of Scientific Instruments*, 74(9), 4209-4211(2003).
- [73] A. Pimenov and A. Loidl, “Focusing of millimeter-wave radiation beyond the Abbe barrier,” *Applied Physics Letters*, 83(20), 4122-4124(2003).
- [74] Bruno Gompf, Michael Gerull, Tobias Müller, Martin Dressel, “THz-microspectroscopy with backward-wave oscillators,” *Infrared Physics & Technology*, 49, 128-132(2006).
- [75] Nikita V. Chernomyrdin, Aleksander O. Schadko, Serget P. Levedev, Viktor L. Tolstogusov, Vladimir N. Kurlov, Igos V. Reshetov, Igor E. Spektor, Maksim Skorobogatiy, Stanislav O. Yurchenko, and Kirill I. Zaytsev, “Solid immersion terahertz imaging with sub-wavelength resolution,” *Applied Physics Letters*, 110, 221109(2017).
- [76] N. V. Chernomyrdin, A. S. Kucheryavenko, G. S. Kolontaeva, G. M. Katyba, I. N. Dolganova, P. A. Karalkin, D. S. Ponomarev, V. N. Kurlov, I. V. Reshetov, M. Skorobogatiy, V. V. Tuchin, and K. I. Zaytsev, “Reflection-mode continuous-wave  $0,15\lambda$ -resolution terahertz immersion microscopy of soft biological tissues,” *Applied Physics Letters*, 113, 111102(2018).
- [77] Jon L. Johnson, Timothy D. Dorney, and Daniel M. Mittleman, “Enhanced depth resolution in terahertz imaging using phase-shift interferometry,” *Applied Physics Letters*, 78(6), 835-837(2001).
- [78] Xinke Wang, Lei Hou, and Yan Zhang, “Continuous-wave terahertz interferometry with multiwavelength phase unwrapping,” *Applied Optics*, 49(27), 5095-5102(2010).
- [79] Yingxin Wang, Ziran Zhao, Zhiqiang Chen, Li Zhang, Kejun Kang, and Jingkang Deng, “Continuous-wave terahertz phase imaging using a far-infrared laser interferometer,” *Applied Optics*, 50(35), 6452-6460(2011).

- [80] Wenfeng Sun, Xinke Wang, Yan Zhang, “Continuous wave terahertz phase imaging with three-step phase-shifting,” *Optik*, 124, 5533-5536(2013).
- [81] Tie-Lin Lu, Hui Yuan, Ling-Qin Kong, Yue-Jin Zhao, Liang-Liang Zhang, and Cun-Lin Zhang, “Experimental research on spectrum and imaging of continuous-wave terahertz radiation based on interferometry,” *Chin. Phys. B*, 25(8), 080702(2016).
- [82] Eugene Hecht, *Óptica*, Ed. Addison Wesley Iberoamericana, 2000.
- [83] Maximino Avendaño-Alejo, “Caustics in a meridional plane produced by plano-convex aspheric lenses,” *J. Opt. Soc. Am.*, 30, 501-508(2013).
- [84] Angelica Y. García-Jomaso, Dahi Ludim Hernandez-Roa, Ana Luz Muñoz-Rosas, Carlos G. Treviño-Palacios, Jesus Garduño-Mejia, Oleg Kolokotsev, and Naser Qureshi, “Interferometric detection for terahertz microscopy,” *Proc. of SPIE*, 10917, 1091715(2019).
- [85] Daniel Malacara, *Optical Shop Testing*, Ed. John Wiley & Sons, Inc., 2007.
- [86] R. Miles, X. Zhang, H. Eisele, A. Krotkus, *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*, Springer, 2007.
- [87] Gabriel Castillo Santiago, *Diseño y evaluación de lentes plano-convexas esféricas rápidas*, Tesis de maestría, ICAT-UNAM, 2015.
- [88] Yat Hei Lo and Rainer Leonhardt, “Aspheric lenses for terahertz imaging,” *Optics Express*, 16(20), 15991-15998(2008).
- [89] Nikita V. Chernomyrdin, Maxim E. Frolov, Sergei P. Lebedev, Igor V. Reshetov, Igor E. Spektor, Viktor L. Tolstoguzov, Valeriy E. Karasik, Alexei M. Khorokhorov, Kirill L. Koshelev, Aleksander O. Schadko, Stanislav O. Yurchenko, and Kirill I. Zaytsev, “Wide-aperture aspherical lens for high-resolution terahertz imaging,” *Review of Scientific Instruments*, 88, 014703(2017).
- [90] Yun-Sik Jin, Geun-Ju Kim and Seok-Gy Jeon, “Terahertz dielectric Properties of Polymers,” *Journal of Korean Physical society*, 49(2), 513-517(2006).
- [91] S. F. Busch, M. Weidenbach, M. Fey, F. Schäfer, “Optical Properties of 3D Printable Plastics in the THz Regime and their Application for 3D Printed THz Optics,” *J. Infrared Milli. Terahertz Waves*, 35, 993-997(2014).
- [92] A. E. Conrady, *Applied Optics and Optical Design*, Dover Publications, INC., 1992.
- [93] Gabriel Castillo-Santiago, Maximino Avendaño-Alejo, Rufino Díaz-Uribe, and Luis Castañeda, “Analytic aspheric coefficients to reduce the spherical aberration of lens elements used in collimated light,” *Applied Optics*, 53(22), 4939-4946(2014).
- [94] Maximino Avendaño-Alejo, Edwin Román-Hernández, Luis Castañeda, and Victor Ivan Moreno-Oliva, “Analytic conic constants to reduce the spherical aberration of a single lens used in collimated light,” *Applied Optics*, 56(22), 6244-6254(2017).

- [95] R. Izazaga, V. Lopez-Cortez, J. Arriaga-Petrona, Y. A. García-Jomaso, J. M. Arroyo-Hernandez, J. A. De la Luz Portilla, and M. Hernandez-Rios, “Polymer polishing, Polypropylene and Polytetrafluorethylene lenses for a Terahertz application,” *Optical Design and fabrication 2019, OSA Technical Digest*, paper JT5A. 17, (2019).